Aufbau und Erprobung eines optisch gepumpten Ferninfrarot-D_2O-Lasers

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Reinhold Mann
aus Duisburg

Düsseldorf 1983

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543909_0030

Aufbau und Erprobung eines optisch gepumpten Ferninfrarot-D_2O-Lasers

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Reinhold Mann

aus Duisburg

Düsseldorf 1983

Referent : Prof. Dr. J. Uhlenbusch

Korreferent : Prof. Dr. G. Decker

Tag der mündlichen Prüfung : 21. Juli 1983

UNIV. LEIDEN BIBL.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Motivation zum Bau gepulster FIR-Laser	3
2.1.	Thomson Streuung im Ferninfraroten	3
2.2.	Anforderungen an einen FIR-Laser zur Thomson Streuung	11
3.	Optisches Pumpen von Molekülgasen	17
4.	Absorptions- und Superradianzmessungen in D_2O und CH_3F	23
5.	Aufbau eines 66 µm D_2O Oszillators mit instabilem Reststrahlenresonator	38
5.1.	Der 66 µm Übergang des D_2O Moleküls	39
5.2.	Die Laserkonstruktion	42
5.3.	Multimode-Pumpen des 66 µm Oszillators	49
6.	Aufbau und Erprobung eines Singlemode CO_2-TEA-Pumplasersystems	55
6.1.	Die injection-locking Technik	55
6.1.1.	Aktiv frequenzstabilisierter CO_2-Dauerstrich-laser	60
6.1.2.	Erprobung des injection-locking Verfahrens	66
6.2.	Das CO_2-TEA-Verstärkersystem	78
6.2.1.	Die Vorverstärker	78
6.2.2.	Der Endverstärker	83
6.2.3.	Betrieb und Optimierung des Pumplasersystems	84
7.	Singlemode-Pumpen des 66 µm Oszillators	99
7.1.	Experimenteller Aufbau	99
7.2.	FIR-Pulsenergie	101
7.3.	Polarisationszustand	106
7.4.	Strahldivergenz	107
7.5.	Zeitaufgelöste Messungen	108
7.6.	Wechselwirkung zweier Laserfelder mit einem molekularen 3-Niveau System	116
8.	Zusammenfassung	127
9.	Literaturverzeichnis	131

1. Einleitung

Eine wichtige Aufgabe der gegenwärtig durchgeführten Tokamakexperimente ist die Messung der Ionentemperatur. Dies geschieht z.Z. im wesentlichen nach vier Methoden:

a) Messung der Energieverteilung der durch Umladung entstehenden heißen neutralen H- bzw. D-Atome (Umladungstemperatur)
b) Spektroskopische Vermessung der Ionenlinien von Verunreinigungsionen verschiedener Ionisationsstufen (Doppler-Temperatur)
c) Spektroskopische Messungen an H_α (Doppler-Temperatur)
d) Messung der Neutronenausbeute

Die Verfahren benutzen verschiedene Plasmamodelle, um aus der Meßgröße die lokale Ionentemperatur zu errechnen. Methode b) wird zunehmend schwieriger für "saubere" Plasmen, Methode d) ist beschränkt auf Deuteriumplasmen hinreichend hoher Dichte und Temperatur.
Ein direktes diagnostisches Verfahren zur ortsaufgelösten Messung von Ionentemperaturen ist die Lichtstreuung. Kollektive Streuung (Streuparameter $\alpha > 1$) an kalten und dichten Plasmen (T_i=3-5 eV, $n_e \approx 5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}) wurde schon 1967 von Röhr /81/ mit Hilfe eines Rubinlasers durchgeführt.
Außer der lokalen Messung der Ionentemperatur läßt sich aus einem Streuspektrum für kollektive Streuung auch das Maß der Plasmaverunreinigungen ermitteln /2,4/.
Von verschiedenen Autoren ist vorgeschlagen worden, kollektive Streuung auch auf Tokamakplasmen anzuwenden /1,2,9/.

Als Lichtquelle werden leistungsstarke und schmalbandige Ferninfrarot-Laser benötigt (50 $\mu m < \lambda < 500 \mu m$, P >100 kW bis $\approx$ MW, $\Delta\nu$<100 MHz).
Wegen der Wichtigkeit der Aufgabe beschäftigen sich z.Z. verschiedene Arbeitsgruppen mit der Entwicklung solcher Laser /3,19,20,76,82/.

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau und die Erprobung eines optisch gepumpten gepulsten 66 μm D_2O-Lasers, der bei zukünftigen Experimenten am Tokamak UNITOR für kollektive Streuung eingesetzt werden soll.

2. Motivation zum Bau von gepulsten Ferninfrarotlasern

2.1. Thomsonstreuung im Ferninfraroten

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß für die lokale Messung von Ionentemperaturen und Plasmaverunreinigungen in Tokamakplasmen mit Hilfe eines Thomsonstreuexperimentes Wellenlängen im Ferninfraroten (FIR: 50 μm $< \lambda <$ 1000 μm) besonders gut geeignet sind.
In Abb. 1 ist die Streugeometrie für ein Thomsonstreuexperiment schematisch dargestellt: Laserlicht der Wellenlänge λ_o, Wellenvektor $\bar{k}_o$ und Kreisfrequenz ω_o durchstrahlt eine Plasmasäule mit ebenen Wellenfronten. Unter dem Streuwinkel θ empfängt ein Detektor die ebenfalls ebenen Wellenfronten des gestreuten Lichts mit λ_s, $\bar{k}_s$, ω_s. Die im Streuvolumen eingezeichneten Linien sind Flächen konstanter Phase für das gestreute Licht, d.h. der Lichtweg vom Laser zum Detektor ist entlang jeder solchen Fläche konstant. Konstruktive Interferenz auf dem Detektor ergibt sich offenbar genau dann, wenn die Braggbedingung erfüllt ist, nämlich:

$$\lambda_o = 2d \sin\theta/2 \qquad (2.1)$$

oder: $k = 2k_o \sin\theta/2$ mit $k = 2\pi/d$, $\bar{k} = \bar{k}_s - \bar{k}_o$

Die Größe $k^{-1} = d/2\pi$ bezeichnet man als Plasmaskalierungslänge. d kann anschaulich aufgefaßt werden als die Wellenlänge von Elektronendichtefluktuationen im Plasma, für die das Streulicht durch Braggreflexion konstruktiv interferiert. In diesem Bild wird also den Elektronendichtefluktuationen Wellencharakter zugeschrieben /5/.

Bewegt sich eine Dichtefluktuation mit der Geschwindigkeit $\bar{v}$ in Richtung des Streuvektors $\bar{k}$ (vgl. Abb. 1), so bewirkt dies für die Frequenz des gestreuten Lichts

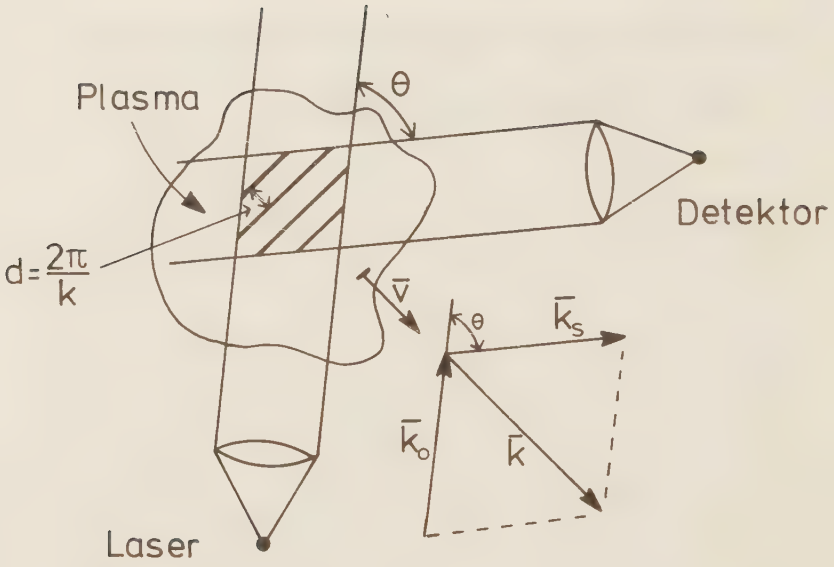


Abb. 1: Streugeometrie für ein Thomson Streuexperiment

eine Dopplerverschiebung um

$$\omega = \omega_s - \omega_o = \bar{k} \cdot \bar{v} = k \cdot v \qquad (2.2)$$

Das Spektrum des gestreuten Lichts ergibt sich dann als Spektrum der Elektronendichtefluktuationen in Richtung des Streuvektors $\bar{k}$ /6,7/. Entscheidend für die Form des Streuspektrums ist der Streuparameter α, der die Wellenlänge der beobachteten Dichtefluktuationen mit der Plasma-Debyelänge vergleicht.

$$\alpha = \frac{d}{2\pi \cdot \lambda_D} = \frac{1}{k \cdot \lambda_D} \qquad (2.3)$$

Im Falle $\alpha \ll 1$, also $d \ll \lambda_D$, kann die Bewegung der streuenden Elektronen als vollständig unkorreliert über Entfernungen der Größenordnung d betrachtet werden. Dies ist der Fall der sog. "reinen" Thomsonstreuung.
Für $\alpha \gtrsim 1$ wird die Wellenlänge der beobachteten Dichtefluktuationen größer als die Debyelänge. Das Streuspektrum wird zunehmend bestimmt durch die kollektive Bewegung der streuenden Elektronen im elektrischen Feld der Ionen. Außerdem haben Plasmaverunreinigungen für $\alpha \gtrsim 1$ großen Einfluß auf das Streuspektrum /4/. Der Fall $\alpha \gtrsim 1$ wird auch als kollektive (Thomson-)Streuung bezeichnet.

Die genaue Form des Streuspektrums wird durch den dynamischen Formfaktor $S(\bar{k},\omega)$ bestimmt ($\bar{k} = \bar{k}_s - \bar{k}_o$, $\omega = \omega_s - \omega_o$).

Die in den Raumwinkel $d\Omega$ und das Frequenzintervall $d\omega$ gestreute Lichtleistung wird nämlich gegeben durch /7,8/:

$$P(\bar{k},\omega) = \sigma_T' \cdot I_o \cdot n_e \cdot V \cdot S(\bar{k},\omega)\, d\Omega\, d\omega \qquad (2.4)$$

(n_e mittlere Elektronendichte im Streuvolumen V, I_o eingestrahlte Leistungsdichte im Streuvolumen V, σ_T' differentieller Thomsonstreuquerschnitt: Für Polarisationsrichtung von I_o senkrecht zur Streuebene ist $\sigma_T' = 7.9 \times 10^{-26}\ cm^2 sr^{-1}$.
Der dynamische Formfaktor $S(\bar{k},\omega)$ läßt sich als Summe zweier Anteile darstellen /6/:

$$S(\bar{k},\omega) = S_e(\bar{k},\omega) + S_i(\bar{k},\omega) \qquad (2.5)$$

Die Funktion $S_e(\bar{k},\omega)$, das sog. Elektronenspektrum, beschreibt den Beitrag der Elektronen zum Streuspektrum, deren Bewegung unabhängig von der der Ionen erfolgt. Entsprechend ist der Term $S_i(\bar{k},\omega)$ der Beitrag der streuenden Elektronen, die mit der Bewegung der Ionen korreliert sind, das sog. Ionenspektrum.

Die über die Frequenzachse integrierten dynamischen Formfaktoren sind ein Maß für die gestreute Lichtleistung im Elektronen- und Ionenspektrum. Sie lassen sich in der Salpeternäherung angeben für $T_e \gtrsim T_i$, aber T_e nicht $\gg T_i$ (T_e, T_i Elektronen-, Ionentemperatur, Z Ionenladung).

$$S_e(\bar{k}) = \frac{1}{1+\alpha^2}$$
$$S_i(\bar{k}) = \frac{Z\,\alpha^4}{(1+\alpha^2)(1+\alpha^2+Z\,(T_e/T_i)\,\alpha^2)} \qquad (2.6)$$

In Abb. 2 sind die Formfaktoren aus (2.6) über dem Streuparameter α für Z = 1, $T_e = T_i$ aufgetragen. $S(\bar{k}) = S_e(\bar{k}) + S_i(\bar{k})$ ist proportional zur Gesamt-Streulichtleistung.

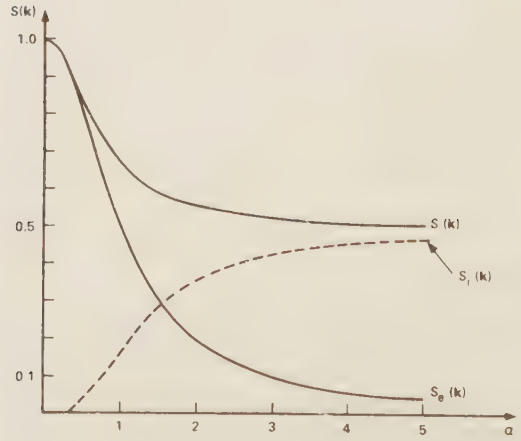


Abb. 2: Formfaktoren nach Salpeter für Z=1, T_e=T_i

Die dynamischen Formfaktoren $S_e(\bar{k},\omega)$ und $S_i(\bar{k},\omega)$ haben in der Salpeternäherung gleiche analytische Form. Dazu wird $S_e(\bar{k},\omega)$ als Funktion einer normierten Frequenz y_e und des Streuparameters α dargestellt, analog $S_i(\bar{k},\omega)$ als Funktion der normierten Frequenz y_i und des dimensionslosen Parameters $\beta = \left[Z \cdot T_e/T_i \cdot \alpha^2/(\alpha^2 + 1) \right]^{1/2}$. Beim Vorhandensein mehrerer Ionensorten (Plasmaverunreinigungen) wird $S_i(\bar{k},\omega)$ außerdem eine Funktion von Z_j, n_j, T_j (j Ionensortenindex). Die Beiträge verschiedenen Ionensorten addieren sich in nichtlinearer Weise zu $S_i(\bar{k},\omega)$. Der Einfluß von Plasmaverunreinigungen auf das Elektronenspektrum ist gering /7/.
Im Fall $\alpha \ll 1$ ist $S_e(\bar{k}) \approx 1$ und $S_i(\bar{k}) \to 0$. Dies ist der Fall der schon beschriebenen reinen Thomsonstreuung. Für thermisches Gleichgewicht mit einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung für die Elektronen beschreibt $S(\bar{k},\omega) \approx S_e(\bar{k},\omega)$ ein Gaußprofil, aus dessen Halbwertsbreite $\Delta\omega_e \approx k \cdot v_e$, $v_e = (2 \cdot k_B \cdot T_e/m_e)^{1/2}$, k_B Boltzmannkonstante, sich die Elektronentemperatur ermitteln läßt (vgl. Abb. 3, oberes Bild).

Mit zunehmendem α nimmt gemäß (2.6) $S_e(\bar{k})$ ab, $S_i(\bar{k})$ zu. Für $T_e = T_i$ und $Z = 1$ wird ab $\alpha \approx 1.5$ $S_i(\bar{k}) > S_e(\bar{k})$, d.h. die über die Frequenz integrierte Streulichtleistung wird für kollektive Streuung größer als für die Streuung an unkorrelierten Elektronen.
Abb. 3 zeigt zwei Beispiele für Streuspektren mit $\alpha = 1.09$ und $\alpha = 2.17$. Die schmalen und steilen "Ionenlinien" um λ_o sind der Beitrag der kollektiven Streuung zum Streuspektrum. Im Falle des thermischen Gleichgewichts ergibt sich für $\alpha \gg 1$ die Halbwertsbreite einer Ionenlinie angenähert zu /9/:

$$\Delta\omega_i = k \cdot v_i = v_i/\alpha \cdot \lambda_D \quad \text{mit} \quad v_i = (2\, k_B \cdot T_i/m_i)^{1/2} \qquad (2.7)$$

Man erkennt, daß für kollektive Streuung ($\alpha \gtrsim 1$) die Breite einer Ionenlinie um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die Breite des Elektronenspektrums $\Delta\omega_e \approx v_e/\alpha \cdot \lambda_D$ im Falle der reinen Thomsonstreuung mit $\alpha \ll 1$.
Der Beitrag $S_e(\bar{k},\omega)$ der unkorrelierten Elektronen zum Streuspektrum verschwindet für $\alpha \gg 1$ fast vollständig im Frequenzbereich $\Delta\omega_i$ einer Ionenlinie (vgl. Abb. 3).

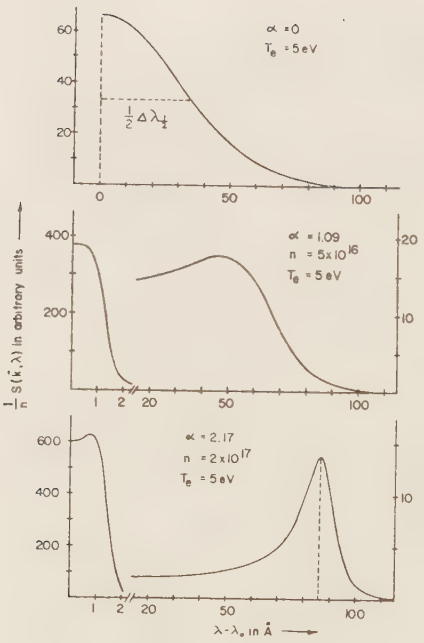


Abb. 3:
Beispiele für Streuspektren für verschiedene α, $T_e = T_i$
(nach Kunze /6/)

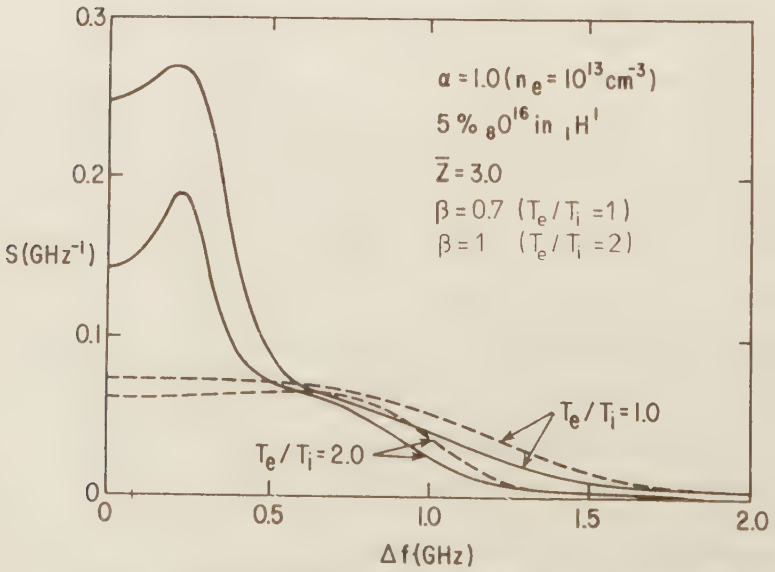


Abb. 4: Ionenspektren für ein sauberes Wasserstoffplasma (– – –) sowie mit 5% O^{8+} Verunreinigung (——), (nach Bretz /2/)

Das Elektronenspektrum besteht im wesentlichen aus zwei scharfen Spikes (Satelliten) in den Flügeln des Streuspektrums, die im Abstand der Plasmafrequenz ω_p um ω_o zentriert sind.

Ein Beispiel für den Einfluß von Plasmaverunreinigungen auf das Ionenspektrum zeigt Abb. 4. Aufgetragen sind für $\alpha = 1$ die Ionenspektren für ein reines Wasserstoffplasma im Vergleich zu einem Wasserstoffplasma mit 5 % Verunreinigung mit O^{8+}. Charakteristische Spektren ergeben sich so für jede Ionensorte /4/.

Methoden, aus einem gemessenen Streuprofil mit $\alpha \gtrsim 1$ bei bekanntem n_e, T_e die Ionentemperatur T_i und die effektive Fernladungszahl $Z_{eff} = n_e^{-1} \cdot \sum n_j Z_j^2$ zu ermitteln, haben z.B. Bretz /2/ und Evans /1/ entwickelt.

Neuere Computersimulationen für die Auswertung kollektiver Streuexperimente, die auch den Einfluß von Magnetfeldern und überthermischen Fluktuationen durch ionenakustische Wellen in Tokamakplasmen berücksichtigen, haben Siegrist et al. /10/ und Sharp et al. /8/ durchgeführt.

Realisierung von $\alpha \gtrsim 1$ für ein Tokamakplasma

Mit $$\alpha = \frac{1}{k \cdot \lambda_D} = \frac{1}{2k_o \cdot \sin \theta/2 \cdot \lambda_D}$$

und $$k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}, \quad \lambda_D/\mu m = 7.12 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{T_e/eV}{n_e/cm^{-3}}}$$

ergibt sich: $$\alpha = 1.12 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda_o/\mu m}{\sin \theta/2} \sqrt{\frac{n_e/cm^{-3}}{T_e/eV}} \qquad (2.8)$$

Abb. 5 zeigt den erforderlichen Streuwinkel θ in Abhängigkeit von der eingestrahlten Laserwellenlänge für ein Streuexperiment mit $\alpha = 1$ und $\alpha = 3$. Zugrundegelegt wurden dabei die Plasmaparameter des Tokamaks UNITOR in Düsseldorf mit den Werten $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $T_e = 150$ eV.

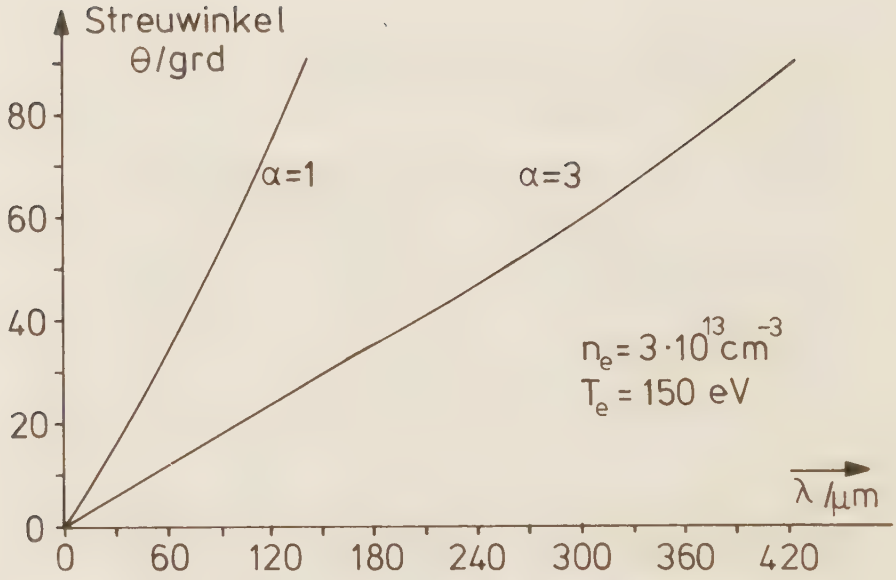


Abb. 5: Abhängigkeit des Streuwinkels von der Laserwellenlänge für ein Streuexperiment mit $\alpha = 1$ und $\alpha = 3$

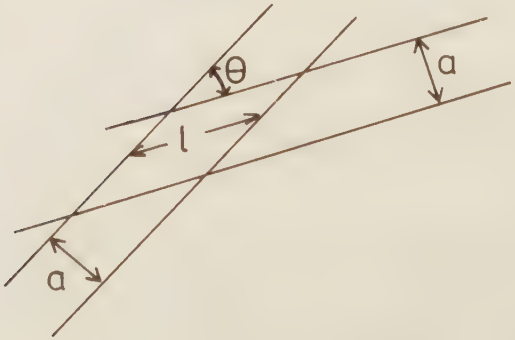


Abb. 6: Raumauflösung l in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ und Strahldurchmesser a

Man erkennt, daß für Streuexperimente mit hinreichend großen Streuwinkeln θ Wellenlängen im FIR, etwa oberhalb von 50 µm notwendig sind. Große Streuwinkel sind Voraussetzung für eine gute Ortsauflösung. Nach Abb. 6 ist nämlich die erzielbare Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Streuwinkel gegeben durch:

$$l = \frac{a}{\sin \theta} \qquad (2.9)$$

l: Ortsauflösung
a: Strahldurchmesser des Laserstrahls im Streuvolumen

Streuexperimente mit leistungsstarken Rubin- oder (frequenzverdoppelten) Neodym-Yaglasern würden zur Erfüllung von $\alpha > 1$ extreme Vorwärtsstreuung notwendig machen, wobei die erforderlichen kleinen Streuwinkel vergleichbar werden mit der Divergenz des Laserstrahls. Eine ortsaufgelöste Messung ist wegen (2.9) dann nahezu unmöglich. Das wichtigste Argument gegen die Verwendung von Rubin- oder Neodym-Yaglasern ist jedoch die zu große spektrale Breite dieser Laser, wie dies im nächsten Abschnitt deutlich wird.

2.2. Anforderungen an einen FIR-Laser zur Thomsonstreuung

An einen FIR-Laser, der als Lichtquelle für ein Thomsonstreuexperiment eingesetzt werden soll, müssen folgende Anforderungen gestellt werden:

(1) Laserwellenlänge : $\lambda > 50$ µm

Für die Plasmaparameter des Tokamaks UNITOR ($n_e = 3 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $T_e = 150$ eV) sollte die Wellenlänge des FIR-Lasers größer als 50 µm sein. Dieser Wert ergibt sich aus Abb. 5 für ein Streuexperiment mit $\alpha \gtrsim 1$ unter Berücksichtigung der Forderung nach hinreichend großen Streuwinkeln θ,

die nach (2.9) die erzielbare Ortsauflösung bestimmen. Gemäß (2.8) erfordern heißere Plasmen bei gleichem Streuparameter α und gleichem Streuwinkel θ größere Wellenlängen, dichtere Plasmen kleinere Wellenlängen.
Eine obere Grenze für α liegt etwa bei 500 µm. Hier wird auch für 90°-Streuexperimente die Ionenlinie so schmal, daß eine spektrale Auflösung des Ionenspektrums extreme Anforderungen an die Bandbreite des FIR-Lasers stellen würde (vgl. Gleichung (2.11)).
Außerdem gewinnen für große α überthermische Dichtefluktuationen (Mikroturbulenzen) zunehmend Einfluß auf das Streuspektrum /8/.
Das Wellenlängenintervall 50 µm < λ < 500 µm liegt deutlich unterhalb der Cut-off-Wellenlänge des UNITOR-Plasmas. Für $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} ergibt sich nämlich für die Plasmafrequenz

$$\omega_p = \left[\frac{e^2 \cdot n_e}{\varepsilon_o \cdot m_e} \right]^{1/2} \qquad (2.10)$$

der Wert $\omega_p = 3.1 \cdot 10^{11}$ Hz und eine Cut-off-Wellenlänge von $\lambda_{Cut\text{-}off} = 2\pi \cdot c / \omega_p = 6.1$ mm.

(2) Bandbreite des Lasers : $\Delta\nu < 100$ MHz

Diese obere Grenze für die Bandbreite des Lasers ergibt sich aus der Tatsache, daß sich ein Streuspektrum nur dann spektral aufgelöst messen läßt, wenn die Bandbreite des eingesetzten Lasers klein ist gegen die spektrale Breite des Streuspektrums. Für ein kollektives Streuexperiment mit $\alpha > 1$ bedeutet dies, daß die Frequenzbreite des Lasers klein gegenüber der Breite des Ionenspektrums sein muß.
Nach Gleichung (2.7) und (2.1) ergibt sich für die halbe Halbwertsbreite einer Ionenlinie:

$$\Delta\nu_i = \frac{\Delta\omega_i}{2\pi} \approx \frac{k \cdot v_i}{2\pi} = \frac{v_i}{2\pi\alpha \cdot \lambda_D} = \frac{2 \sin\theta/2}{\lambda_o} \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}} \qquad (2.11)$$

Mit $\lambda_o = 66\ \mu m$, $\theta = 30^o$ ($\rightsquigarrow \alpha = 1.3$), $T_i = 50$ eV (UNITOR) wird

$$\underline{\Delta\nu_i = 550\ MHz}$$

Anmerkung: Wegen $k \cdot v_i = v_i / \alpha \cdot \lambda_D$ ist der Wert für $\Delta\nu_i$ für vorgegebene Plasmaparameter und vorgegebenes α unabhängig von λ_o und θ, d.h. ein Rubinlaser würde die Bedingung $\Delta\nu \ll \Delta\nu_i$ für ein Tokamakplasma nicht erfüllen.

Die Forderung nach einer Bandbreite des Lasers < 100 MHz ist gleichbedeutend mit der Forderung nach longitudinalem Singlemodebetrieb des FIR-Lasers. Für eine Resonatorlänge von z.B. $L = 1.25$ m (dies ist die Länge des hier konstruierten Lasers) ergibt sich der Frequenzabstand benachbarter longitudinaler Moden zu $c/2L = 120$ MHz. D.h. mit einem im longitudinalen Multimode arbeitenden Laser läßt sich die Forderung nach einer spektralen Breite $\Delta\nu < 100$ MHz nicht erfüllen.

Arbeitet umgekehrt ein Laser im Singlemodebetrieb, so ist die Forderung $\Delta\nu < 100$ MHz sicher erfüllt, da dessen Bandbreite jetzt durch die spektrale Breite eines longitudinalen Modes bestimmt wird, transversaler Singlemode vorausgesetzt.

Um ein Streuspektrum spektral aufgelöst zu messen, soll der Laser ferner frequenzstabil sein. D.h. zwischen den Schüssen soll die Frequenzdrift der Lasermittenfrequenz ν_o von einem Sollwert kleiner sein als seine Bandbreite $\Delta\nu$.

(3) Transversaler Mode

Der Laser soll im transversalen Grundmode arbeiten. Dies ist wichtig im Hinblick auf gute Abbildungseigenschaften (Strahldivergenz) und Fokussierbarkeit des Laserstrahls. Außerdem vergrößern zusätzlich anschwingende transversale Moden höherer Ordnung die Bandbreite des Lasers um den Frequenzabstand dieser Moden zur Frequenz des transversalen Grundmodes.

(4) Polarisation

Der Wirkungsquerschnitt für Thomsonstreuung in Gleichung (2.4) ist abhängig von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts relativ zur Streuebene, die durch $\vec{k}_o$ und $\vec{k}_s$ aufgespannt wird. Für die Auswertung eines gemessenen Streuspektrums ist also die Kenntnis der Polarisation des Laserlichts wichtig, d.h. der FIR-Laser soll einen definierten Polarisationszustand besitzen. (Der Fall des unpolarisierten Lichts ist hier eingeschlossen).

(5) Laserleistung P >100 kW

Wegen des sehr kleinen Streuquerschnitts für Thomsonstreuung treten bei der Detektion des Streulichts (neben dem Falschlichtproblem) prinzipiell zwei Probleme auf:

a) Plasmaeigenleuchten

Im Spektralbereich des FIR wird das Plasmaeigenleuchten eines heißen Tokamakplasmas in der Hauptsache durch Bremsstrahlung bestimmt. Die Strahlungsleistung $P_{Br.}$ pro Volumeneinheit in den Raumwinkel $d\Omega$ zwischen λ_o und $\lambda_o + d\lambda$ ist für Z = 1 nach /7/:

$$P_{Br.} \sim \frac{n_e^2}{\lambda_o^2 \, T_e^{1/2}} \, d\lambda \, d\Omega \qquad (2.12)$$

im entsprechenden Frequenzintervall dv also

$$P_{Br.} \sim \frac{n_e^2}{c \, T_e^{1/2}} \, dv \, d\Omega \qquad (2.13)$$

Wegen $P_{Br.} \sim dv$ und (2.7) ist die Bremsstrahlungsleistung für kollektive Streuung im Frequenzintervall Δv_i der schmalen Ionenlinien also um mehrere Größenordnungen kleiner als die Bremsstrahlungsleistung im Frequenzbereich Δv_e des entsprechenden Elektronenspektrums.
Die in ein Plasma eingestrahlte Laserintensität I_1, die bei der Laserwellenlänge λ_o aus demselben Streuvolumen ein Sig-

nal-Rausch-Verhältnis, nämlich Streulichtleitung/Bremsstrahlungsleistung = 1 auf dem Detektor erzeugt, folgt durch Vergleich der Formeln (2.4) und (2.13). Hughes /7/ gibt für $\alpha \gg 1$ die folgende Gleichung an:

$$I_1 \,/\mathrm{Wcm}^{-2} = 2.5 \cdot 10^{-11} \, \frac{n_e/\mathrm{cm}^{-3}}{\lambda_o/\mu\mathrm{m}} \, \sin \theta/2 \qquad (2.14)$$

und mit Hilfe von (2.1) und (2.3):

$$I_1 \,/\mathrm{Wcm}^{-2} = 2 \cdot 10^{-12} \, \frac{n_e/\mathrm{cm}^{-3}}{\alpha \cdot \lambda_D/\mu\mathrm{m}} \qquad (2.15)$$

Mit $\lambda = 66\ \mu m$, $\theta = 30^\circ$, $n_e = 3 \cdot 10^{13}\ \mathrm{cm}^{-3}$ ergibt sich:

$$I_1 \approx 3\ \mathrm{W/cm}^2$$

D.h. für Laserintensitäten $I > 3\mathrm{W/cm}^2$ wird die Streulichtleistung bei der Laserwellenlänge bereits größer als die Bremsstrahlungsleistung. Das Plasmaeigenleuchten durch Bremsstrahlung ist also für kollektive Streuung vernachlässigbar klein.

b) Detektorrauschen

Die für ein Streuexperiment notwendige Laserleistung ergibt sich aus der Forderung nach einem Signal-Rausch-Verhältnis $s \geq 1$ auf dem Detektor.

Die empfindlichsten Detektoren, die z.Zt. für die Detektion des Streulichts zur Verfügung stehen, sind Schottky-barrier Dioden für den Spektralbereich >150 µm /8,11,12,71/ und flüssig He-gekühlte Ge-Ga- Photoleiter für den Spektralbereich 30 - 160 µm /12,13,71/.
Sharp et al. /8/ haben ausführliche Rechnungen angestellt, die aus einem numerisch simulierten Streuspektrum, wie es für einen Überlagerungsempfang (Heterodyne-Technik) ge-

messen würde, die Ionentemperatur und das Maß von Plasmaverunreinigungen auswerten.
Daraus ergibt sich für die notwendige Laserleistung eine untere Grenze von ca. 100 kW. Für $s \geq 1$ hängt die Genauigkeit bei der Bestimmung von T_i nur noch schwach von der verfügbaren Laserleistung ab. Vielmehr wächst die Meßgenauigkeit mit der Pulsdauer des Lasers, also für feste Laserleistung mit der Pulsenergie.
Für eine Pulsdauer $\tau_L = 150$ ns ist danach die Bestimmung von T_i auf ca. 35 % genau möglich, Pulsdauern von 1 µs reduzieren den Fehler auf ca. 15 %.

3. Optisches Pumpen von Molekülgasen

Für FIR-Wellenlängen $\lambda \geq 50$ µm ist die Energiedifferenz zwischen oberem und unterem Laserniveau $\Delta E < k_B T$. Naturgemäß sind dann die Laserübergänge reine Rotationsübergänge in Molekülgasen.
Wegen $\Delta E < k_B T$ ist die selektive Anregung des oberen Laserniveaus durch Elektronenstoß in einer Gasentladung uneffektiv (Beispiel H_2O-Laser /14/).
Eine weitere Schwierigkeit bei der Erzeugung von leistungsstarken FIR-Laserpulsen ergibt sich aus der großen Stoßrate T_j^{-1} der Rotationsniveaus von etwa 120 MHz pro Torr Betriebsdruck (typischer Betriebsdruck einige Torr).
Dies macht einen gütegeschalteten Betrieb, also langsames Pumpen mit anschließender schneller Entleerung des oberen Laserniveaus (wie etwa im CO_2-Laser mit kontinuierlicher Entladung) unmöglich.

Ein effektiver Mechanismus zur Erzeugung einer Besetzungsinversion zwischen Rotationsniveaus von Molekülen ist das

optische Pumpen mit gepulsten Lasern, wegen ihrer Leistungsstärke und Zuverlässigkeit in der Regel mit CO_2- TEA-Lasern (TEA: Transversal Excited-Atmospheric Pressure).
Die Entwicklung optisch gepumpter FIR-Laser geht in das Jahr 1970 zurück. Chang und Bridges /15/ erzeugten damals superradiante FIR-Signale mit einer Wellenlänge von 496 µm, indem sie Methylfluorid (CH_3F) mit einem gütegeschalteten CO_2-Laser pumpten.
Bis heute sind mindestens 30 Molekülgase bekannt, die durch Anregung mit linienabgestimmten gepulsten CO_2-Lasern FIR-Strahlung emittieren können, wobei in neuester Zeit schweres Wasser (D_2O) favorisiert wird /16-20/.
Abb. 7 zeigt anhand eines Energieniveauschemas für das D_2O-Molekül den Mechanismus des optischen Pumpens.
Eingezeichnet ist das Schwingungsgrundniveau (000) und das erste angeregte Schwingungsniveau (010), auf denen sich jeweils eine Vielzahl von Rotationsniveaus J_K und J'_K, aufbauen. (Die Indizes J und K indizieren die Rotationsni-

---

Hinweis:
In dieser Arbeit werden Drucke in Torr angegeben. Dies hat meßtechnische Gründe, da die verfügbaren Druckmeßgeräte in Torr skaliert waren.
Es gilt die Umrechnung ins SI-System:
1 Torr = 133.3 Pa = 1.333 mbar

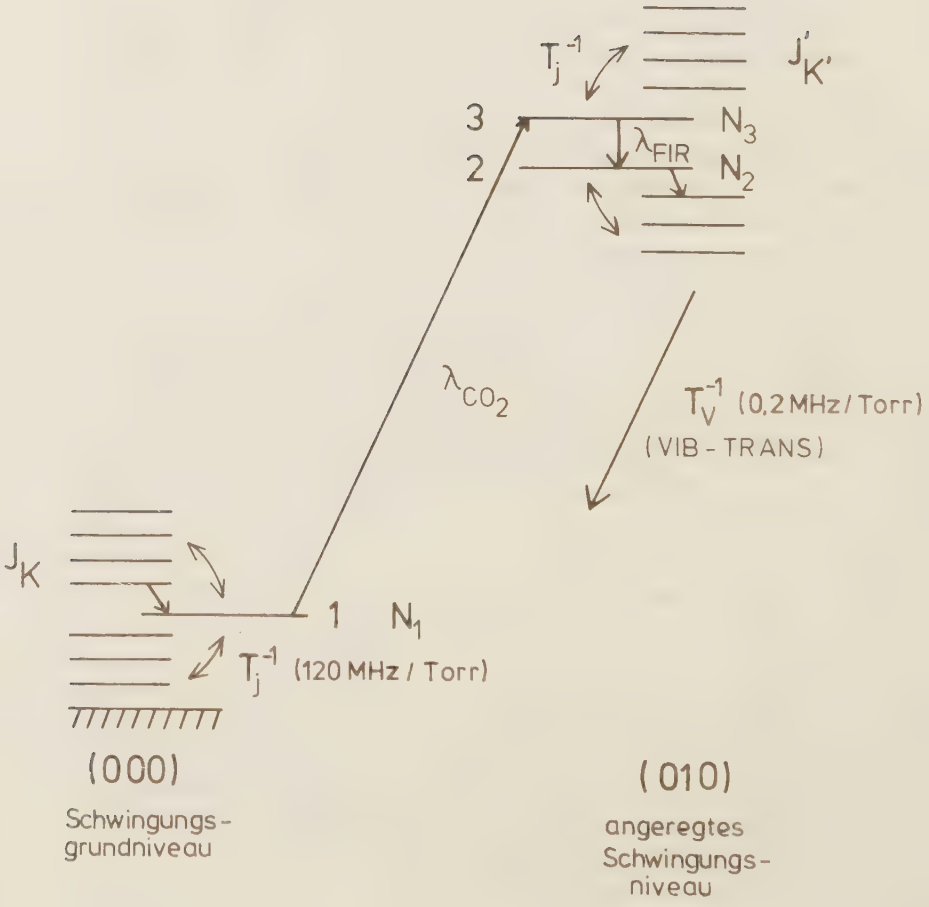


Abb. 7: Schematische Darstellung des Termschemas für optisches Pumpen mit CO_2-Lasern

veaus eines asymmetrischen Kreisels).

Bei Raumtemperatur befinden sich praktisch alle Moleküle im Schwingungsgrundzustand, in dem die Rotationsniveaus Boltzmann-verteilt sind. Der Pumpprozess vom Niveau 1 in das Niveau 3 verlangt (nahe) Koinzidenz zwischen der Laserwellenlänge λ_{CO_2} und der Absorptionswellenlänge der beteiligten Energieniveaus 1 und 3. Für das D_2O-Molekül ist diese (nahe) Koinzidenz für 6 verschiedene Laserlinien des CO_2-Lasers gegeben.
Der Laser pumpt dann selektiv Moleküle aus dem Rotationsniveau 1 des Schwingungszustands (000) in das Rotationsniveau 3 des angeregten Schwingungszustands (010). Von dort kann dann für polare Moleküle ein reiner Rotationsübergang in das Niveau 2 erfolgen. Außerdem beobachtet man in der Regel noch Kaskadenübergänge und Auffüllübergänge in das untere Pumpniveau.
Aus den Auswahlregeln für Dipolübergänge /24/ folgt, daß bei erlaubten Übergängen 1→3 und 3→2 der Dipolübergang 2→1 verboten ist.

Das Auffüllen des unteren Pumpniveaus 1 geschieht durch Stoßrelaxation mit der Stoßrate $T_j^{-1} \approx 120$ MHz (1 Torr) /21/, für einen typischen Betriebsdruck von 6 Torr ist also $T_j^{-1} \approx 720$ MHz.
Diese Stoßrate bestimmt auch die maximal erzielbare FIR-Leistung pro Volumeneinheit:
Ist N_o die Gesamtteilchendichte, f_1 der Bruchteil im Niveau 1, also $N_1 = f_1 N_o$, so stellt sich bei Pump- und FIR-Leistungsdichten, die groß sind gegen die entsprechenden Sättigungsintensitäten, in den Niveaus 1,2 und 3 gleiche Besetzungsdichte ein, nämlich $1/3\ f_1 N_o$, gleiche statistische Gewichte der Niveaus vorausgesetzt.
Die maximale Pumprate ist dann gleich der Auffüllrate in das untere Pumpniveau, also $1/3\ f_1 N_o T_j^{-1}$. Mit der gleichen Stoßrate T_j^{-1} relaxiert das untere Laserniveau 2 innerhalb des angeregten Schwingungsniveaus.
Dann ergibt sich für die maximal erzielbare FIR-Leistung

pro Volumeneinheit:

$$P_{FIR} = \frac{1}{3} h \cdot \nu_{FIR} f_1 N_o T_j^{-1} \qquad (3.1)$$

Für den 66 µm Übergang des D_2O-Moleküls ist $f_1 = 0.5$ %, daraus folgt:

$$P_{66\ \mu m} < 16 \frac{kW}{l} \cdot (p/Torr)^2$$

Die Entleerung des angeregten Schwingungsniveaus geschieht hauptsächlich durch Vibrations-Translations-Relaxation. Die Rate T_v^{-1} für diesen Prozeß ist nicht gut bekannt und wird angegeben zwischen 10^3 Hz /23/ und 0.2 MHz /22/ für 1 Torr.
Diese kleine Stoßrate führt zu einem ausgesprochenen Bottleneck-Effekt:
Die Zeitskala, in der die Hälfte aller Moleküle in das angeregte Schwingungsniveau (010) gepumpt worden sind, ergibt sich bei maximaler Pumprate zu:

$$t_{1/2} = \frac{\frac{1}{2} N_o}{\frac{1}{3} f_1 N_o T_j^{-1}} = \frac{3 T_j}{2 f_1} \approx \frac{2.5\ \mu s}{p/Torr} \qquad (3.2)$$

$(f_1 = 0.5\ \%)$

Wegen $t_{1/2} < T_v$ findet innerhalb der Zeitdauer $t_{1/2}$ praktisch keine Entleerung des oberen Schwingungsniveaus statt. Damit läßt sich die Dynamik des Laserprozesses folgendermaßen zusammenfassen:

Gesättigte Pump- und FIR-Übergänge vorausgesetzt, werden Moleküle mit einer maximalen Pumprate $1/3\ f_1 N_o T_j^{-1}$ in das obere Laserniveau gepumpt, von dort erfolgt der Laserübergang in das Rotationsniveau 2, das wiederum mit der Rate T_j^{-1} innerhalb des Schwingungsniveaus (010) relaxiert. Nach der Zeit $t_{1/2}$, die klein ist gegen die Relaxationszeit

T_v für das obere Schwingungsniveau, sind die beiden Schwingungsniveaus (000) und (010) gleichbesetzt. Weil wiederum $T_j \ll t_{1/2}$, sind innerhalb der Zeitdauer $t_{1/2}$ die Rotationsniveaus in beiden Schwingungsniveaus thermalisiert, ein Pumpprozeß kann nicht mehr stattfinden und die Laserleistung erlischt.

Bei maximaler Pumprate begrenzt der Bottleneck-Effekt nach (3.2) die wirksame Pulsdauer τ_I des Pumplasers auf Werte $\tau_I \leq t_{1/2}$, z.B. τ_I = 400 ns für 6 Torr Betriebsdruck. Längere Pulsdauern lassen sich durch Verringerung der Pumpleistung deutlich unterhalb der Sättigungsintensität erzielen. Die Verkürzung der Relaxationszeit T_v des angeregten Vibrationsniveaus durch Erhöhung des Betriebsdrucks für feste Pumpleistung ist dadurch begrenzt, daß mit steigendem Druck p wegen $T_j^{-1} \sim p$ das obere Laserniveau 3 zunehmend durch Stoßrelaxation entleert wird. Die FIR-Emission erreicht so ein Maximum für Betriebsdrucke typisch zwischen 3 und 8 Torr.

Der Bottleneck-Effekt begrenzt auch bei maximaler Pumprate die zur Verfügung stehende FIR-Pulsenergie auf :

$$W = \frac{1}{2} N_o \, h \cdot \nu_{32} = 48 \, \frac{mJ}{\text{Torr}} \cdot p/\text{Torr} \qquad (3.3)$$

für $\lambda_{32} = 66 \, \mu m$

Im Falle der Kleinsignalverstärkung wird $N_2 \ll N_3$ und $N_3 = N_1 = 1/2 \, f_1 N_o$, die Überbesetzung also $1/2 \, f_1 N_o$ für genügend starke Pumpleistung. Damit wird die Kleinsignalverstärkung:

$$g_o = \frac{1}{2} f_1 N_o \cdot \sigma_{32} \qquad (3.4)$$

Mit dem Wirkungsquerschnitt in der Linienmitte

$$\sigma_{32} = \frac{\mu_{32}^2 \, 2\pi \, T_j}{\hbar \, \varepsilon_o \, \lambda_{32}} \qquad /21/$$

und dem Übergangsdipolmoment $\mu_{32} = 2.5 \cdot 10^{-30}$ C·m für den 66 μm Übergang (vgl. 7.6.) ergibt sich $\sigma_{32} = 5 \cdot 10^{-14}$ cm^2 (1Torr)

und $g_o = 4\ cm^{-1}$

Dieser für einen Gaslaser enorm hohe Wert (vgl. gepulste CO_2-Laser: $g_o \approx 0.04\ cm^{-1}$) führt rasch zur Sättigung des FIR-Übergangs, und die obere Grenze für die tatsächlich abrufbare Pulsleistung und -Energie wird durch (3.1) und (3.3) bestimmt. Wegen der hohen Kleinsignalverstärkungen läßt sich in optisch gepumpten Molekülgasen leicht superradiante FIR-Emission erzeugen (vgl. Abschnitt 4.).

Die Abschätzungen in diesem Abschnitt ergeben sich aus einem vereinfachten Bild des vollständigen Lasermechanismus und sollen nur eine Vorstellung von der Größenordnung der Betriebsdaten eines optisch gepumpten FIR-Lasers geben.

Insbesondere wird das Bild des Laserprozesses dadurch kompliziert, daß keine vollständige Koinzidenz zwischen der Pumpfrequenz ν_p und der Resonanzabsorptionsfrequenz ($\nu_3 - \nu_1$) der Molekülniveaus besteht. Im Falle des 66 µm Übergangs des D_2O-Moleküls beträgt der Frequenzabstand 1.2 GHz /21/, das sind ca. 10 Halbwertsbreiten (HWHM) des homogenen verbreiterten Übergangs bei 6 Torr Betriebsdruck des Lasers.

Durch verschiedene experimentelle und theoretische Untersuchungen /17-22,26,27/ ist es heute gesichert, daß starkes off-resonantes Pumpen zu Raman-ähnlichen Prozessen führt. D.h. die FIR-Emission geschieht nicht durch einen eigentlichen Laserübergang bei der Resonanzfrequenz ($\nu_3 - \nu_2$) der Molekülniveaus. Vielmehr dominiert ein stimulierter Raman-Prozess, bei dem die FIR-Emission ebenfalls off-resonant erfolgt, um einen Betrag, der von der Größe der Pumpversetzung und der Intensität der Pump- und FIR-Strahlungsfelder abhängt. Für die Raman-Emission besteht eine Korrelation zwischen der Bandbreite des Pumplasers und der Bandbreite der FIR-Emission. Bei Verwendung eines gepulsten Multimode-CO_2-TEA-Lasers läßt sich wegen dessen großer Bandbreite die Forderung nach Singlemodebetrieb des FIR-Lasers i.a. nicht erfüllen. Die Experimente in Abschnitt 7. ergeben, daß optisches Pumpen mit einem Singlemode-CO_2-Laser eine notwendige Voraussetzung zur Erzielung von Singlemode-FIR-Pulsen ist.

4. Absorptions- und Superradianzmessungen in D_2O und CH_3F

Zur richtigen Dimensionierung eines optisch gepumpten FIR-Oszillators ist die Kenntnis der Absorption der CO_2-Pumpstrahlung wichtig. Wegen der hohen Leistungsdichten gepulster CO_2-TEA-Laser lassen sich die Absorptionskoeffizienten nicht ohne weiteres aus den für Kleinsignalabsorption gültigen Formeln /28/ berechnen.
Deshalb wurden in einem Vorexperiment Absorptionsmessungen in D_2O und Methylfluorid (CH_3F) durchgeführt. In einem weiteren Experiment wurde die superradiante FIR-Emission in D_2O und CH_3F für verschiedene Laserlinien des CO_2-Pumplasers vermessen.
Der schematische Aufbau des Experiments ist in Abb. 8 dargestellt. Der Pumplaser ist ein zweistufiger CO_2-TEA-Laser der Firma Lumonics (K-102-2). Als Laserendreflektor dient ein Echelette-Gitter, mit dessen Hilfe man den Laser auf etwa 90 verschiedene Laserlinien zwischen 9.15 µm und 10.9 µm abstimmen kann.
Der Laser arbeitet im transversalen und longitudinalen Multimodebetrieb. Bei Verwendung einer Gasmischung von 84 % He, 6 % CO_2, 10 % N_2 beträgt die Pulsenergie ca. 10 J für starke Linien.
Für die verwendete Gasmischung enthält der Laserpuls etwa 1/3 der Pulsenergie in einem 150 ns langen Hauptpuls, gefolgt von einem ca. 2 µs langen Pulsschwanz mit 2/3 der Pulsenergie (vgl. Abschnitt 6.).
Die Pulsleistung des Hauptpulses beträgt also ca. 20 MW mit einer recht homogenen Energieverteilung auf einer im Nahfeld 3×3 cm^2 großen Fläche.
Die über das Gitter eingestellte Laserlinie wird mit einem Spectrum Analyser (Optical Engineering) gemessen.

Die Absorptionszelle besteht aus einem doppelwandigen Edelstahlrohr mit 60 mm Innendurchmesser und variabler Absorp-

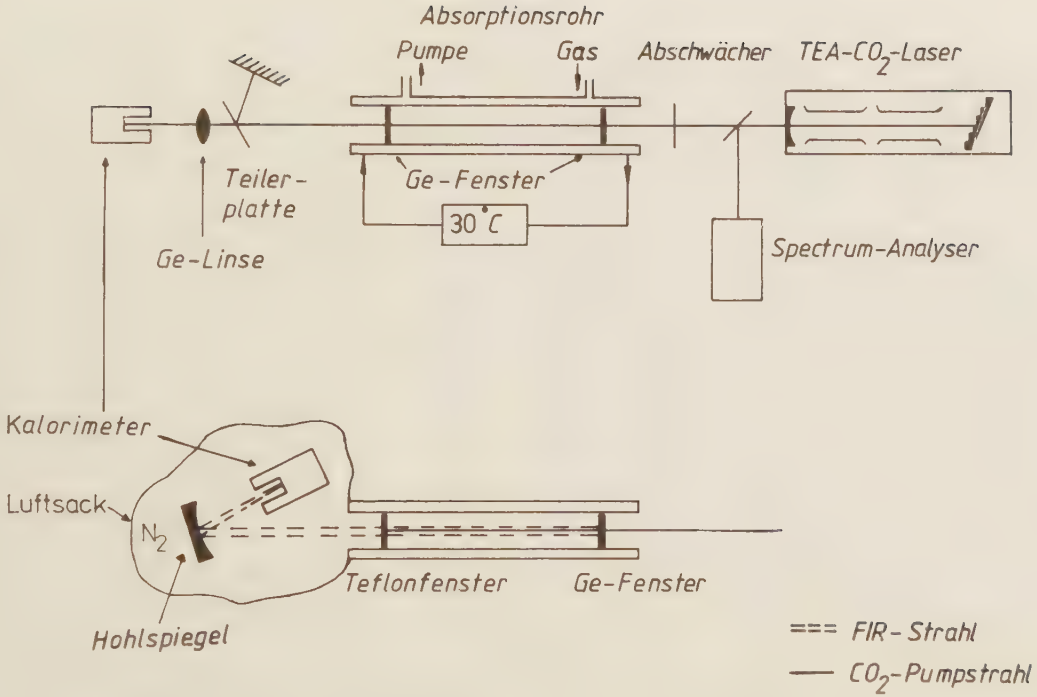


Abb. 8: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus
Oben : Absorptionsmessungen
Unten: Messung der FIR - Superradianz

tionslänge zwischen 1.6 m und 2.9 m. Für die Absorptionsmessungen wurden Germaniumfenster eingesetzt. Die Wand- und Fenstertemperatur wurden auf 30°C thermostatisiert, um Kondensation von D_2O-Dampf zu vermeiden.
Der CO_2-Strahl kann vor dem Absorptionsrohr durch verschiedene Kunststoffolien abgeschwächt werden. Die transmittierte Pulsenergie wird nach Abschwächung mittels eines Ge-Strahlteilers und anschließender Fokussierung (f=15" Ge-Linse) mit einem Kalorimeter der Fa. Scientech gemessen.
Zur Messung der FIR-Superradianz wird das Ge-Fenster am Rohrende durch ein 2 mm dickes Teflonfenster ersetzt. Teflon ist mechanisch zwar wenig stabil, besitzt jedoch gute Transmissionseigenschaften im FIR /29/.
Die Transmission der CO_2-Pumpstrahlung errechnet sich zu $T < 2.8 \cdot 10^{-5}$ und liegt unterhalb der Meßgrenze des benutzten Kalorimeters.
Die erzeugte FIR-Strahlung wird mit einem f=40 cm Spiegel auf das Kalorimeter fokussiert, das für diese Messungen thermisch isoliert ist. Die Kalibrierungsfaktoren für diesen Kalorimetertyp sind im FIR-Spektralbereich von Foote /30/ vermessen worden. Die Empfindlichkeit ist zwischen 0.3 µm und 30 µm unabhängig von der Wellenlänge. Oberhalb von 100 µm fällt die Empfindlichkeit deutlich ab, z.B. um den Faktor 2 bei 400 µm.
Alle Messungen wurden im Gasdurchflußbetrieb durchgeführt, die Durchflußrate wird durch den Dampfdruck des auf ca. 40°C erwärmten D_2O-Reservoirs bestimmt.
Da FIR-Strahlung fast jeder Wellenlänge durch atmosphärischen Wasserdampf stark absorbiert wird, /31,32/, wurde die Meßapparatur in einem Stickstoff-gespülten Luftsack ("airbag") betrieben.
Die Abbildungen 9 - 15 zeigen die Ergebnisse der Messungen in CH_3F und D_2O für eine Rohrlänge von 2.2 m. Aufgeführt ist die jeweilige Laserlinie, Wellenlänge und Pulsenergie der Pumplasers (alle Laserlinien sind Übergänge im 9.4 µm Band des CO_2-Moleküls).

Bei bekannter Pumpwellenlänge lassen sich aus dem Termschema des D_2O-Moleküls der Absorptionsübergang für die Pumpstrahlung sowie die möglichen FIR-Rotationsübergänge im (010) Schwingungsniveau zuordnen /33,34/. Außerdem sind verschiedene spektroskopische Messungen der FIR-Emission des D_2O-Moleküls bekannt /16,19,35/.
Schwache Kaskaden- und Auffüllübergänge wurden nicht berücksichtigt.

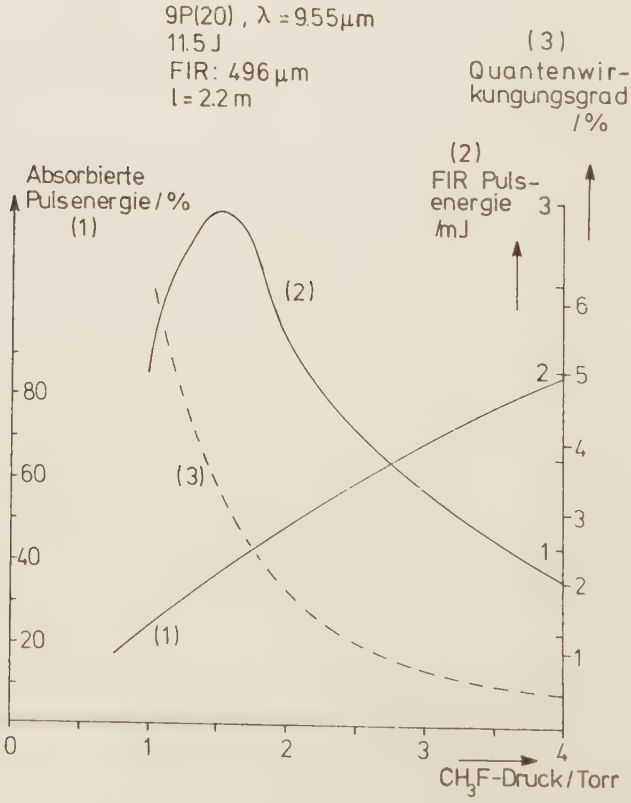


Abb. 9: Absorption und FIR-Emission in Methylfluorid

Aufgetragen sind in Abhängigkeit vom D_2O- bzw. CH_3F-Betriebsdruck die prozentual absorbierte CO_2-Pulsenergie (Kurve (1)), die erzeugte FIR-Pulsenergie (Kurve (2)) unter Berücksichtigung der entsprechenden Kalibrierungsfaktoren des Kalorimeters. Kurve (3) zeigt den errechneten Quantenwirkungsgrad, definiert als Anzahl erzeugter FIR-Photonen/Anzahl absorbierter CO_2-Pumpphotonen.
Im folgenden sollen einige charakteristische Eigenschaften der verschiedenen Linien aufgezeigt werden:

9R(30)-Methylfluorid

Die FIR-Emission zeigt ein ausgeprägtes Maximum von 5 mJ Pulsenergie zwischen 1.5 und 2 Torr CH_3F. Der Arbeitsdruck für dieses Gas ist etwa einen Faktor 4 kleiner als für D_2O.

9R(34)-D_2O

Die Linie mit 263 µm hat den höchsten Quantenwirkungsgrad aller gemessener Linien. Im Druckbereich zwischen 5 und 8 Torr hat die FIR-Emission ein Maximum mit 5 mJ Pulsenergie.

9R(32)-D_2O

Schwache FIR-Emission mit nur 6 °/oo Quantenwirkungsgrad bei ca. 2 mJ Pulsenergie.

9R(30)-D_2O

Die FIR-Pulsenergie nimmt für die 95 µm Linie monoton mit dem D_2O-Druck zu und sättigt bei etwa 12 Torr. Damit zeigt diese Linie als einzige kein druckabhängiges Maximum der Pulsenergie. Die Absorption der CO_2-Pumpstrahlung ist deutlich kleiner als für die übrigen Linien.

9R(22)-D_2O

Die 385 µm Linie ist mit 7 mJ bei 5 Torr Pulsenergie die

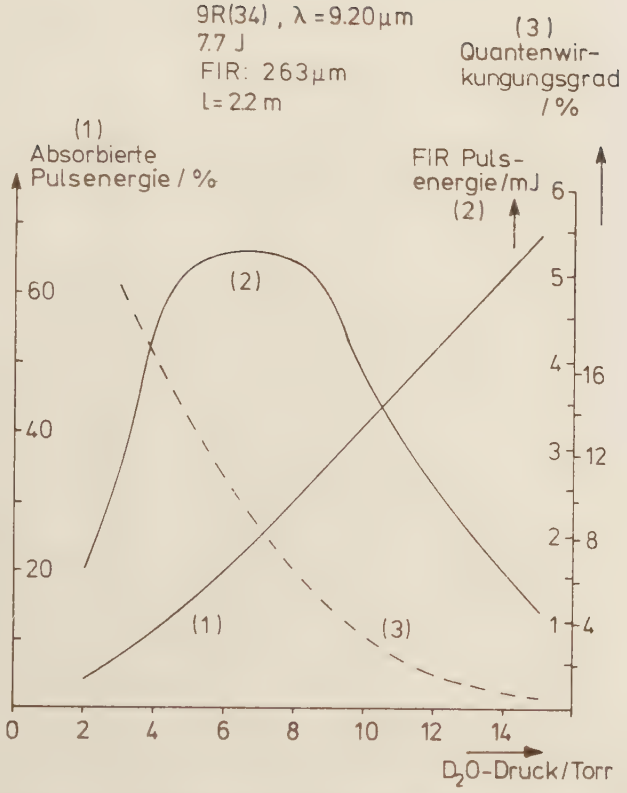


Abb. 10: Absorption und FIR-Emission in D_2O für die CO_2-Laserlinie 9R(34)

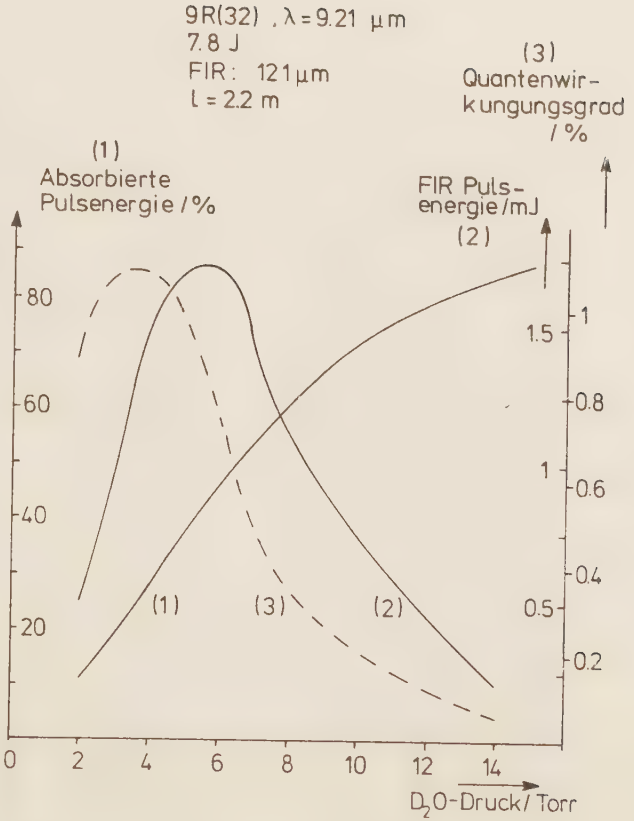


Abb. 11: Absorption und FIR-Emission in D_2O für die CO_2-Laserlinie 9R(32)

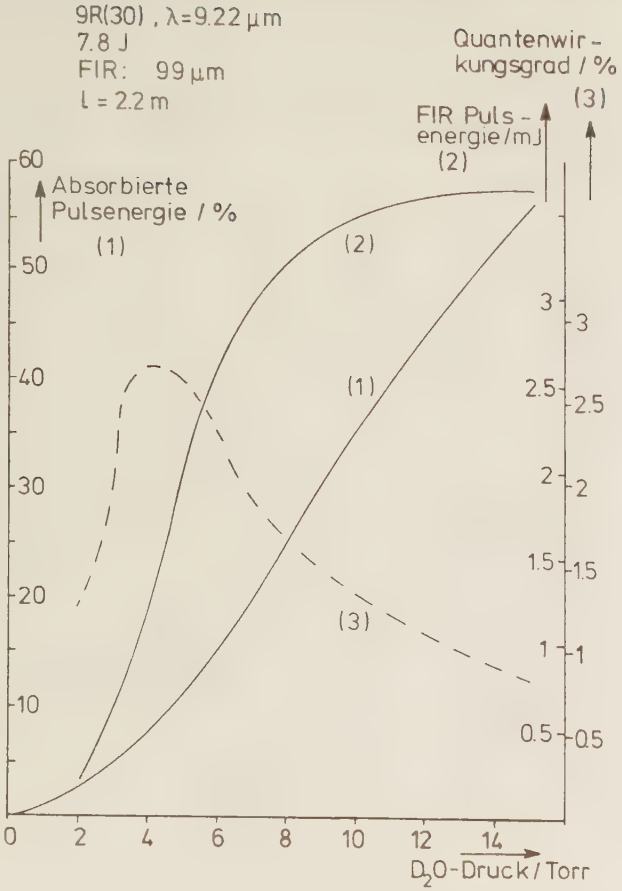


Abb. 12: Absorption und FIR-Emission in D_2O für die CO_2-Laserlinie 9R(30)

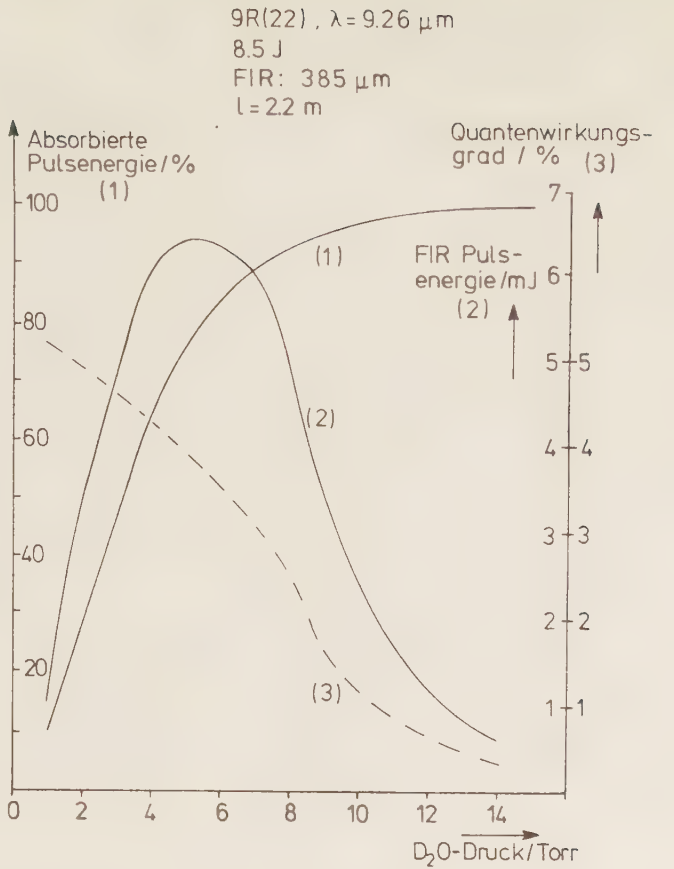


Abb. 13: Absorption und FIR-Emission in D_2O für die CO_2-Laserlinie 9R(22)

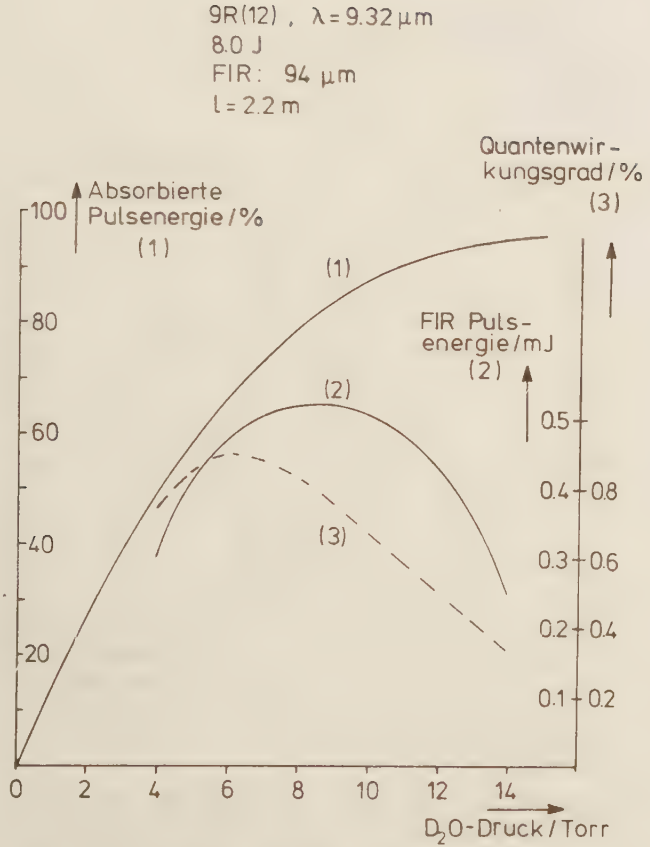


Abb. 14: Absorption und FIR-Emission in D_2O für die CO_2-Laserlinie 9R(12)

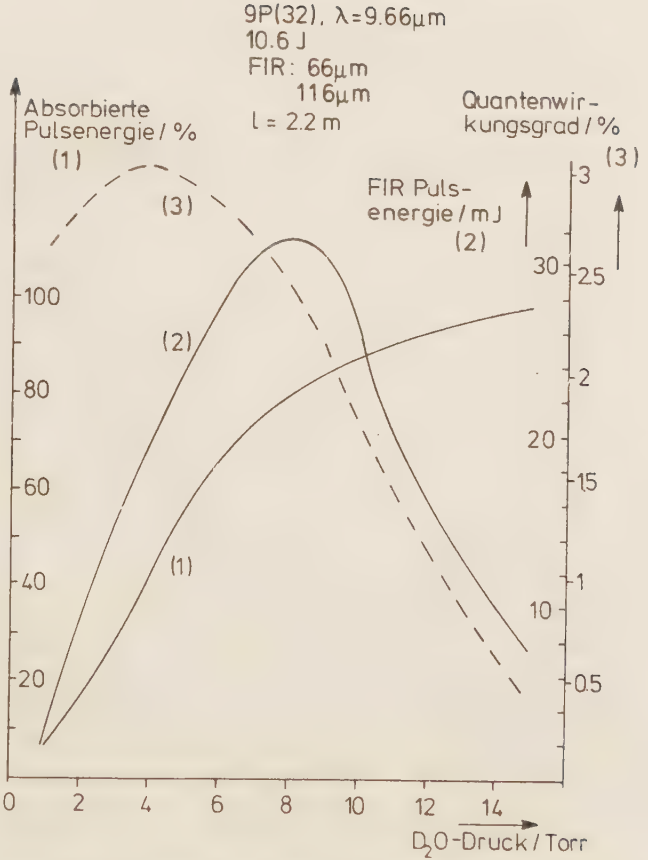


Abb. 15: Absorption und FIR-Emission in D_2O für die CO_2-Laserlinie 9P(32)

die zweitstärkste der gemessenen Linien.
Die Absorption der Pumpstrahlung ist für kleine D_2O-Drucke deutlich höher als für die anderen Pumplinien, 80 % der Pumpenergie werden bereits bei 6 Torr absorbiert.

9R(12)-D_2O

Für diese Pumplinie liegt die 94 µm FIR-Emission mit 0.5 mJ nahe an der Meßgrenze des Kalorimeters. Messungen von Lipton und Nicholson /35/, die für diese Linie eine vergleichbare Pulsenergie wie für die 385 µm Linie gemessen haben, konnten nicht bestätigt werden.

9P(32)-D_2O

Mit 32 mJ ergibt sich für diese Pumplinie die mit Abstand größte Pulsenergie. Aus dem Termschema des D_2O /19/ ergibt sich allerdings, daß für die CO_2-Pumplinie 9P(32) zwei Absorptionsübergänge in D_2O existieren.
Außer der starken 66 µm Linie werden deshalb noch zwei weitere Linien bei 116 µm und 111 µm emittiert (vgl. Abb. 18), die in diesem Experiment nicht spektral getrennt wurden.
Die Berechnung des Quantenwirkungsgrades geschah für die 66 µm Wellenlänge.
Da im Fortgang der Arbeiten ein FIR-Oszillator entwickelt wurde, der konstruktionsbedingt nur auf der 66 µm Wellenlänge anschwingen kann, werden im folgenden weitere Eigenschaften der Absorption und FIR-Emission für die Pumplinie 9P(32) untersucht.

Absorptionswirkungsgrad:

Der Absorptionswirkungsgrad wird hier definiert als

$$\eta = \frac{\text{Anzahl absorbierter } CO_2\text{-Pumpphotonen}}{\text{Anzahl von } D_2O\text{-Molekülen im Pumpvolumen}} \qquad (4.1)$$

Wegen des Bottlenecks, also dem Fehlen eines schnellen

Entleerungsmechanismus für das (010) Schwingungsniveau, kann η für Pumppulse mit Pulsdauern $\tau_L \ll T_V$ maximal 50 % werden, die Schwingungsniveaus (000) und (010) sind dann gleichbesetzt (vgl. (3.2), (3.3)).
Zur Messung des Absorptionswirkungsgrades wurde der Strahldurchmesser des Pumplasers mit Hilfe einer Modenblende auf 22 mm reduziert, und so ein definiertes Absorptionsvolumen bei einer Rohrlänge von 1.6 m gepumpt.
Die Pulsenergie betrug 2.5 J entsprechend 2 MW/cm^2 Leistungsdichte, bei Verwendung von Abschwächfolien 0.9 J und 0.7 MW/cm^2 am Eingang des Rohres.
Abb. 16 zeigt die gemessene prozentuale Absorption und

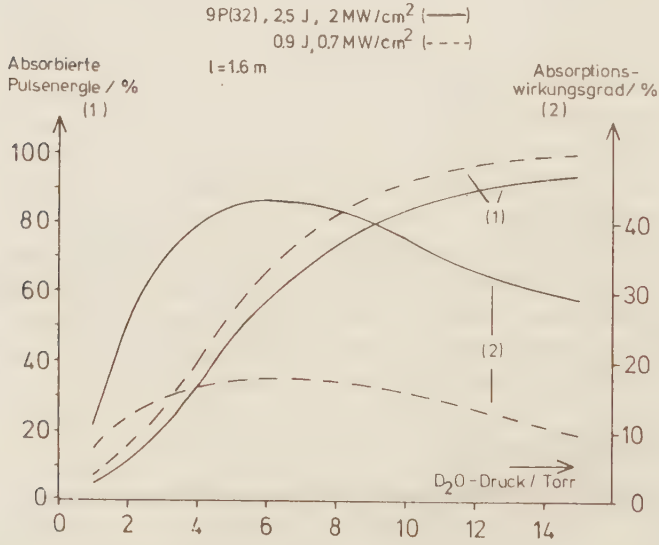


Abb. 16: Absorption und Absorptionswirkungsgrad in Abhängigkeit vom Druck für verschiedene eingestrahlte Leistungsdichten

den errechneten Absorptionswirkungsgrad für beide Leistungsdichten. Man erkennt, daß für 2 MW/cm^2 die prozentual absorbierte Pulsenergie und damit der Absorptionskoeffizient deutlich kleiner ist als für 0.7 MW/cm^2, was auf die Sättigung des Pumpübergangs hinweist.

Der Absorptionswirkungsgrad erreicht für 2 MW/cm^2 und 6 Torr maximal 43 %, d.h. liegt nahe am theoretischen Maximum. (Anmerkung: Für den hier eingestrahlten "langen" Laserpuls gilt allerdings nur $\tau_L \lesssim T_v$ für 6 Torr D_2O-Druck).
Für 0.7 MW/cm^2 ergibt sich bei zwar höherer prozentualer Absorption, aber kleinerer absolut absorbierter Energie ein maximaler Absorptionswirkungsgrad von 18 %. Dies bedeutet, daß der Pumpübergang nicht abgesättigt ist.
Für beide Leistungsdichten ist die Anzahl absorbierter CO_2-Photonen groß gegen den Bruchteil f_1 von D_2O-Molekülen im unteren Absorptionsniveau, ein Beweis für die Stoßrelaxation der Rotationsniveaus innerhalb der Laserpulsdauer.

Im Maximum des Absorptionswirkungsgrades in Abhängigkeit vom D_2O-Druck ist auch die Pulsenergie der erzeugten FIR-Emission maximal. Dies läßt sich folgendermaßen verstehen:

Die Anzahl absorbierter CO_2-Photonen ist identisch mit der Anzahl gepumpter D_2O-Moleküle, die Gesamtzahl von D_2O-Molekülen im Pumpvolumen proportional zum Druck. Nach Definition des Absorptionswirkungsgrades η ist dann im Maximum von η die Anzahl gepumpter D_2O-Moleküle pro Druckeinheit maximal.
Die Stoßrate T_j^{-1}, die in Konkurrenz zum Laserprozeß das obere Laserniveau entvölkert, ist wiederum proportional zum D_2O-Druck. Daraus folgt, daß im Maximum des Absorptionswirkungsgrades das Verhältnis von Überbesetzung zu Stoßrelaxationsrate maximal wird, was die erzeugte FIR-Emission optimiert.

Variation der Rohrlänge

Die Absorption und FIR-Emission für die Linie 9P(32) wurde

in Abhängigkeit von p_{D_2O} für verschiedene Rohrlängen l zwischen 1.6 m und 2.9 m für den abgeschwächten Pumpstrahl mit 0.7 MW/cm^2 gemessen. Für jede Rohrlänge wurde so der D_2O-Druck für maximale Pulsenergie W_{max} bestimmt. Es ergibt sich, daß das Produkt

$$p_{D_2O}\,(W_{max})\cdot l = 12.5 \text{ Torr}\cdot\text{m} \qquad (4.2)$$

$$(\, l = 1.6 - 2.9 \text{ m} \,)$$

innerhalb von 10 % konstant ist. D.h. kürzere Rohrlängen verlangen größere Drucke zur Optimierung der FIR-Pulsenergie.
Aus den zugehörigen Absorptionskurven für die entsprechenden Rohrlängen ergibt sich, daß bei dem Druck $p_{D_2O}\,(W_{max})$ stets die gleiche CO_2-Pumpenergie absorbiert worden ist, nämlich 80 %, entsprechend 2.0 J.
(vgl. Abb. 16 für p_{D_2O}= 12.5 Torr·m/1.6 m = 7.8 Torr).
Da für $P_{D_2O}\,(W_{max})\cdot l$ = const. auch stets die gleiche Anzahl von D_2O-Molekülen im Pumpvolumen vorhanden ist, folgt, daß der Absorptionswirkungsgrad η nach (4.1) für jedes $p_{D_2O}\,(W_{max})$ der gleiche ist, nach Abb. 16 das maximale η .
Damit ergibt sich auch bei diesem Experiment das Ergebnis, daß bei vorgegebener Rohrlänge derjenige D_2O-Druck die FIR-Pulsenergie maximiert, der auch den Absorptionswirkungsgrad maximiert.

Absorptionskoeffizient

Die Absorption der Pumpstrahlung ist abhängig von der Leistungsdichte des Pumplasers (vgl. Abb. 16). D.h. für jeden vorgegebenen Druck ist der Absorptionskoeffizient α_p eine Funktion des Ortes entlang der Rohrachse. Ein geschlossener Ausdruck für α_p wurde für die eingestrahlte

Leistungsdichte von 2MW/cm^2 nicht ermittelt. Im Grenzfall kleiner Leistungsdichten gilt das Lambert-Beer-Gesetz:

$$\ln T = - \alpha_p \cdot l \qquad (4.3)$$

T : Transmission des Pumpstrahls
l : Absorptionslänge
α_p: intensitätsunabhängiger Absorptionskoeffizient

In Abb. 17 ist für den abgeschwächten Laserstrahl (0.7MW/cm^2) die Transmission logarithmisch aufgetragen gegen die Absorptionslänge (l = 1.6 - 2.9 m) mit p_{D_2O} als Parameter.
Für jeden Druck liegen die Meßpunkte gut auf einer Geraden, d.h. Gleichung (4.3) ist gültig. Die Meßkurven wurden für l < 1.6 m extrapoliert. Man erkennt, daß die Kurven im Bereich kleiner Absorptionslängen zunächst flacher verlaufen, d.h. α_p ist am Rohranfang kleiner und geht mit zunehmender Rohrlänge gegen einen konstanten Wert. D.h. auch für den abgeschwächten Strahl (0.7 MW/cm^2) zeigt die Absorption in der vorderen Zone des Absorptionsrohres abhängig vom D_2O-Druck noch Sättigungsverhalten.
Der Absorptionskoeffizient für ungesättigte Absorption folgt aus den Meßgeraden zwischen 1.6 und 2.9 m. Für die CO_2-Laserlinie 9P(32) wurde der Absorptionskoeffizient in D_2O bestimmt zu:

$$\alpha_p = 5.8 \cdot 10^{-4} \cdot (p / \text{Torr})^{3/2} \text{ cm}^{-1} \quad (\pm 5\ \%) \qquad (4.4)$$

im Druckbereich zwischen 2 und 10 Torr.

Die $p^{3/2}$ - Abhängigkeit:

Ist die Bandbreite der Lichtquelle klein gegen die Halbwertsbreite der Absorptionslinie, so liefert eine Absorptionsmessung den spektralen Absorptionskoeffizienten $\alpha_p(\nu)$ über die Formel (4.3). Dieser ist proportional zum Linienprofil der Absorptionslinie /14/.

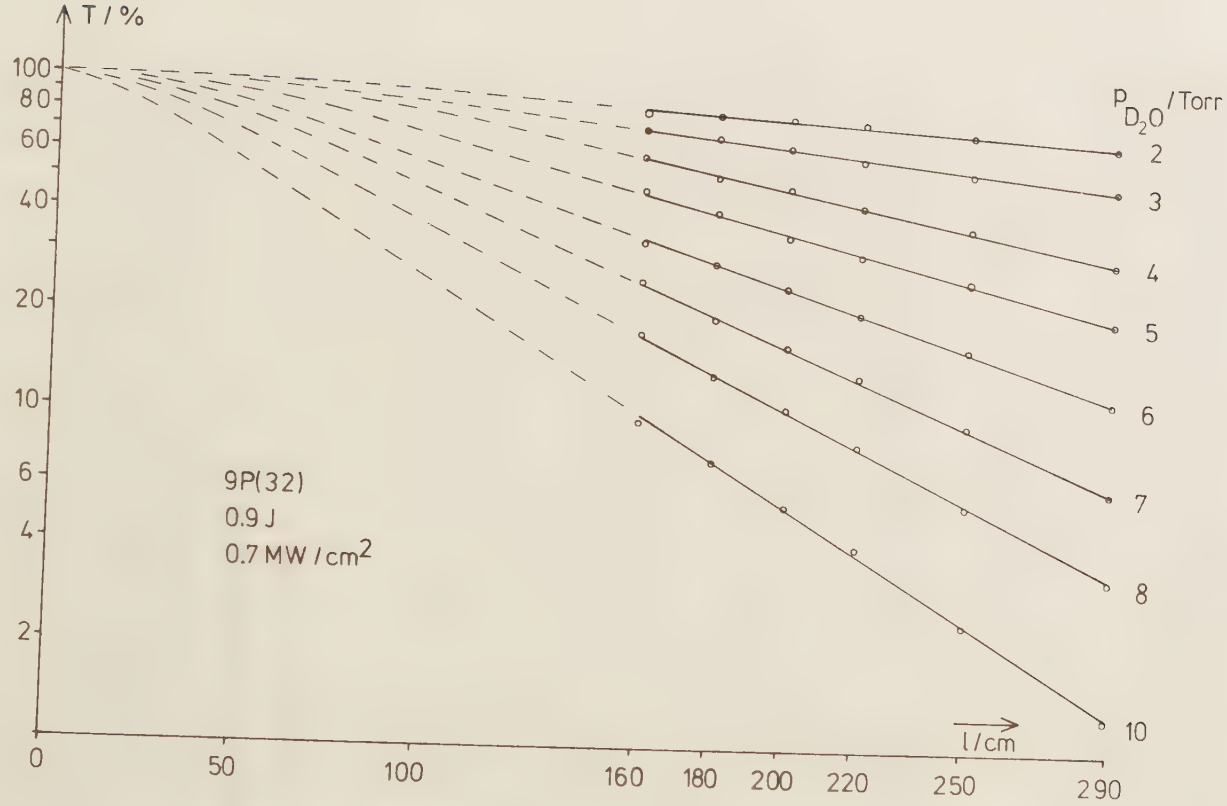


Abb. 17: Transmission in D_2O für die Pumplinie 9P(32) in Abhängigkeit von der Absorptionslänge

Für die Pumplinie 9 P(32) existieren 2 Absorptionsübergänge (vgl. 5.1.), deren Frequenzabstände von der Mittenfrequenz ν_L des Pumplasers 1.2 GHz bzw. -550 MHz betragen /83/. Die halbe Dopplerbreite beider Linien beträgt ca. 45 MHz (300 K), die homogene Linienbreite $\Delta\nu_H \approx 20$ MHz (HWHM) pro Torr D_2O-Druck.
Für D_2O-Drucke zwischen 2 und 8 Torr ist das Linienprofil beider Absorptionslinien an der Stelle der Lasermittenfrequenz ν_L durch ein Lorentzprofil P_ν der Halbwertsbreite $\Delta\nu_H$ bestimmt, d.h. die Absorption bei der Frequenz ν_L geschieht im "Lorentzflügel" der Absorptionslinien.
Wegen $\alpha_p(\nu) \sim P_\nu \sim p_{D_2O}$ im Linienflügel eines Lorentzprofils und $\alpha_p(\nu) \sim N_{D_2O} \sim p_{D_2O}$ (N_{D_2O} Teilchendichte) erwartet man eine p^2 - Abhängigkeit des spektralen Absorptionskoeffizienten für einen schmalbandigen Laser der Frequenz ν_L /14/.

Der hier benutzte CO_2-TEA-Laser hat dagegen eine spektrale Breite in der Größenordnung von 1 GHz (vgl. 6.1.). Die mit diesem Laser gemessenen Absorptionskoeffizienten α_p sind keine spektralen, sondern über die Bandbreite des Pumplasers integrierte Absorptionskoeffizienten.
Für die Absorptionslinie mit -550 MHz Frequenzabstand zur Lasermittenfrequenz ν_L wird auch der Linienkern durch das spektrale Profil des Lasers überdeckt, d.h. es schwingen u.U. noch longitudinale Moden des Pumplasers bei der Mittenfrequenz der Absorptionslinie an, hier müssen Doppler- und Lorentzprofil gefaltet werden. Für die zweite Absorptionslinie mit 1.2 GHz Frequenzabstand zu ν_L findet die Absorption stets im Linienflügel statt.
Experimentell wurde für diese komplizierte Situation für den Gesamtabsorptionskoeffizienten beider Linien in Näherung die $p^{3/2}$-Abhängigkeit aus (4.4) gefunden.

Mit den Messungen dieses Kapitels konnten wichtige Daten für die Konstruktion eines D_2O-Laseroszillators zur Verfügung gestellt werden, über dessen Aufbau und Betrieb im nächsten Abschnitt berichtet wird.

5. Optisch gepumpter 66 µm-Oszillator mit instabilem Reststrahlenresonator

Die Messungen der FIR-Superradianz (Abschnitt 4.) haben ergeben, daß sich bereits in einem relativ einfachen Experiment FIR-Emission erzeugen läßt. Zeitaufgelöste Messungen in Abschnitt 7. zeigen, daß bei Verwendung eines breitbandigen Multimode CO_2-Pumplasers das Spektrum des superradianten FIR-Pulses ein Spiegelbild des Pumplaserspektrums ist. (Zeitaufgelöste Messungen konnten in diesem Stadium des Experiments nicht durchgeführt werden). Messungen verschiedener anderer Arbeitsgruppen /21,36,37/ bestätigen, daß sich die Forderung nach einer spektralen Breite ≤ 100 MHz (vgl. Abschnitt 2.2.) mit Superstrahlung nicht erfüllen läßt. Grund dafür ist, daß bei starkem off-resonanten Pumpen (vgl. Abb. 19) die FIR-Emission nicht durch einen eigentlichen Laserübergang zwischen den Molekülniveaus, sondern durch einen stimulierten Raman-Prozeß /67/ entsteht. Für diesen Prozeß bestimmt die Bandbreite des Pumplasers wesentlich die Bandbreite der Superradianz.

Selbst bei Verwendung eines schmalbandigen Singlemode Pumplasersystems (vgl. Abb. 19), dessen Aufbau in Abschnitt 6. beschrieben wird, läßt sich keine genügend schmalbandige FIR-Superstrahlung erzeugen. Die Leistungsdichte des Pumplasers ist nämlich i.a. genügend groß, um eine ac-Stark - Verschiebung der Resonanzfrequenzen zu bewirken /21,68/. Da die Leistungsdichte des Pumplaserpulses sowohl zeitlich als auch räumlich, d.h. über den Strahlquerschnitt und längs der Absorptionslänge nicht konstant ist, ist der Betrag der ac-Stark-Verschiebung eine Funktion der Zeit und des Ortes im Absorptionsvolumen. Daraus folgt, daß sich die Mittenfrequenz des FIR-Verstärkungsprofils während der Pulsdauer verschiebt (Frequenz-chirping).

Es ergibt sich damit die Notwendigkeit für den Bau eines

FIR-Oszillators, wo Frequenz, Bandbreite und transversales Modenbild durch die Resonatormoden kontrolliert werden. Aus den Messungen der Superradianz folgt, daß sich hohe FIR-Leistungen am leichtesten für die 66 µm Linie in D_2O erzielen lassen.

5.1 Der 66 µm Übergang des D_2O-Moleküls

Das vollständige Termschema /19/ des D_2O für optisches Pumpen mit der CO_2-Laserlinie 9P(32) ist in Abb. 18 dargestellt. Im folgenden sei kurz die Indizierung der Terme erläutert:

Das D_2O-Molekül ist ein asymmetrischer Kreisel, das bedeutet, seine 3 Trägheitsmomente entlang der Hauptträgheitsachsen sind voneinander verschieden. In diesem Falle existiert keine molekülfeste Achse (Figurenachse), auf die die Projektion des Gesamtdrehimpulses zeitlich konstant ist /14,24/.
Die Rotationsenergien sind komplizierte Funktionen der Drehimpulsquantenzahl J, sowie zwei weiterer Größen K_{-1}, K_1 (keine Quantenzahlen), die einen Rotationsterm indizieren mit J_{K_{-1},K_1}. Dabei bedeuten:

K_{-1} , K_1 : Projektion von J auf die Figurenachse im Grenzfall des prolaten bzw. oblaten symmetrischen Kreisels

Die Größen sind miteinander verknüpft durch:

$$0 \leq K_{-1} \leq J, \qquad 0 \leq K_{-1} \leq J, \qquad K_{-1} + K_1 = J \text{ oder } (J+1)$$

Für Dipolübergänge gelten die Auswahlregeln:

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad \text{und}$$

(K_{-1}, K_1) : (gerade,gerade) $\longleftrightarrow$ (ungerade,ungerade)
(gerade,ungerade) $\longleftrightarrow$ (ungerade,gerade)

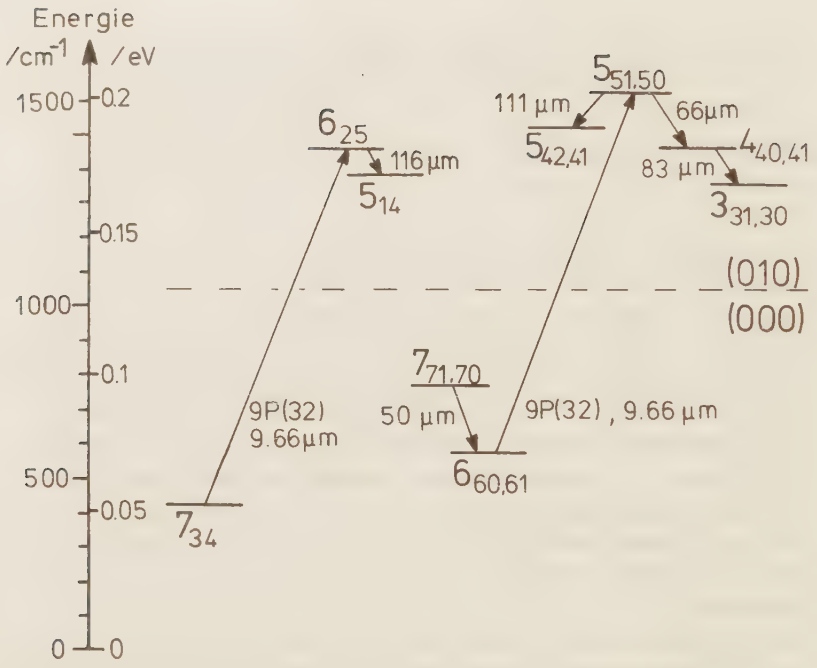


Abb. 18: D_2O-Termschema für die Pumplinie 9P(32) des CO_2-Lasers mit $\lambda = 9.66\ \mu m$

Das statistische Gewicht eines Rotationsterms für das D_2O-Molekül ist $g_j(2J+1)$ mit

$g_j = 2$ für $(K_{-1}-K_1)$ gerade und
$g_j = 1$ für $(K_{-1}-K_1)$ ungerade .

Fast alle Rotationsterme in Abb. 18 sind Dubletts, d.h. verschiedene Rotationszustände mit (annähernd) gleicher Rotationsenergie.

Für die Linie 9P(32) existieren zwei Absorptionsübergänge: Mit dem Übergang (000) $7_{34} \longrightarrow$ (010) 6_{25} wird nur die Linie mit 116 µm gepumpt. Mit dem zweiten Absorptionsübergang wird das Niveau (010) $5_{51,50}$ gepumpt, welches das gemeinsame obere Laserniveau für die 66 µm und die 111 µm Linie ist. Außerdem findet noch ein Auffüllübergang mit 50 µm und ein Kaskadenübergang mit 83 µm statt.

Bei 300 K befinden sich im thermischen Gleichgewicht 0.5 % der D_2O-Moleküle im unteren Pumpniveau 6_{60}. Dieser Prozentsatz läßt sich auf maximal 0.72 % steigern durch Temperaturerhöhung auf 550 K. Für T = 300 K ergibt sich das Maximum der prozentualen Besetzungsdichte zu 2.5 % für ein Niveau mit J = 2 und einer Wellenzahl von 35 cm^{-1}.

Abb. 19 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt im Bereich des oberen Laserniveaus $5_{51,50}$ der 66 µm Linie. (Das untere Laserniveau liegt mit 4.5 THz Frequenzabstand weit außerhalb der Zeichnung).
Die volle homogene Linienbreite des 66 µm Übergangs beträgt ca. 320 MHz bei 8 Torr D_2O-Druck. Die Dopplerbreite ist dagegen mit 13 MHz (FWHM) bei 300 K vernachlässigbar klein.
Die Frequenzversetzung des Pumplasers für die 9P(32) Linie liegt mit 1.2 GHz im Bereich der halben Bandbreite eines (frei-

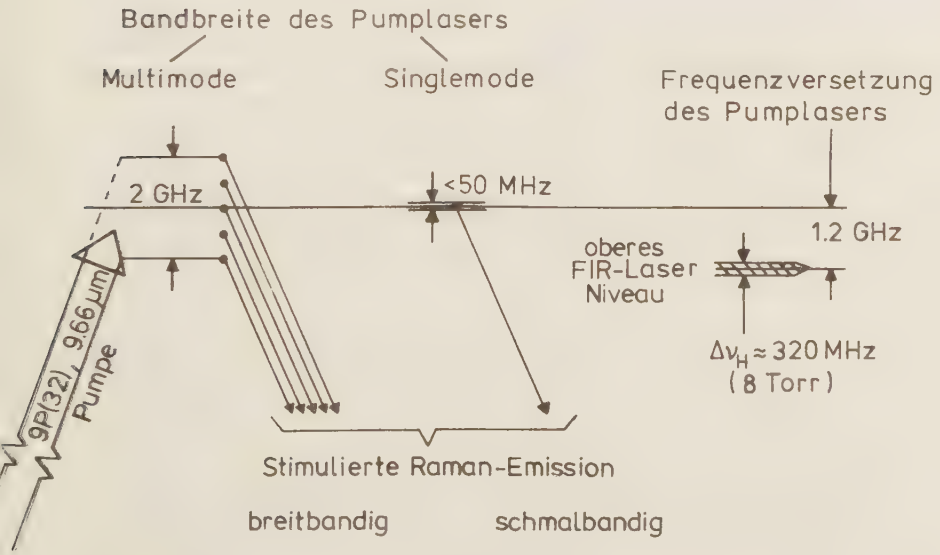


Abb. 19: Homogene Linienbreite $\Delta\nu_H$, Pump-Versetzung, Bandbreite des Pumplasers und der stimulierten Raman-Emission im Falle des breitbandigen Multimode-Pumpens sowie des Singlemode-Pumpens für die 66 µm Linie des D_2O.

laufenden) Multimode CO_2-TEA-Pumplasers. (Die volle Bandbreite beträgt ca. 2 GHz, vgl. 6.1.). Im Vergleich dazu ist die Bandbreite eines Singlemode CO_2-TEA-Pumplasers mit < 50 MHz eingezeichnet, die in diesem Maßstab einer Strichbreite entspricht.
Angedeutet ist ferner der Zusammenhang zwischen Bandbreite des Pumplasers und der Bandbreite der FIR-Emission für einen stimulierten Raman-Prozeß. Man erkennt, daß die Erzeugung schmalbandiger 66 µm Strahlung Singlemode-Pumpen voraussetzt.

5.2 Die Laserkonstruktion

Bei der Konstruktion des 66 µm Lasers mußten folgende Forderungen berücksichtigt werden:

a) Der Laserresonator soll wellenlängenselektiv nur auf der 66 µm Linie anschwingen, also alle übrigen im Termschema möglichen Linien (Abb. 18) unterdrücken.

b) Der Resonator muß längenstabilisiert und mindestens über einen freien spektralen Bereich (33 µm) abstimmbar sein. Dies ist nötig,um für Singlemode-Pumpen die Resonatorfrequenz auf das Verstärkungsmaximum des offresonanten Raman-Übergangs (Abb. 19) abzustimmen.

c) Der Laser soll großvolumig sein, weil nach (3.1) und (3.3) die Pulsleistung und -energie bei festem Betriebsdruck durch die Größe des aktiven Volumens begrenzt wird.

Ad a) Für die Wellenlängenselektion wurde die Reststrahlenreflexion von KCl ausgenutzt. KCl hat die günstige Eigenschaft, für die 9.66 µm Pumpstrahlung fast vollständig transparent zu sein, dagegen die 66 µm Wellenlänge stark zu reflektieren. Abb. 20 zeigt das Reststrahlenspektrum von KCl /29,43/.

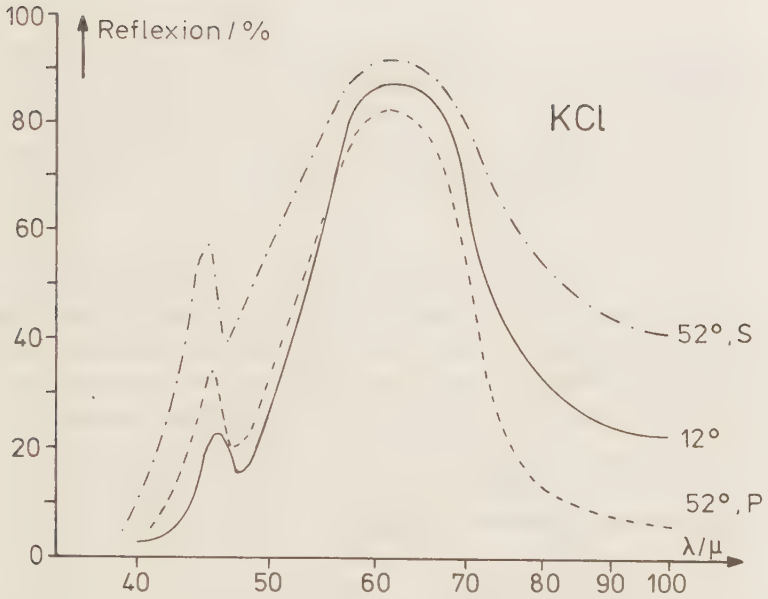


Abb. 20: Reststrahlenreflexion von KCl für 12° und 52° Einfallswinkel für parallel (P) und senkrecht (S) zur Einfallsebene polarisiertes Licht. Für 12° Einfallswinkel fallen die Kurven P und S nahezu zusammen.

Die Reststrahlenreflexion hat nahe senkrechtem Einfall ein Maximum von ≈ 90 % bei 63 μm. Für 66 μm beträgt die Reflexion noch etwa 88 %. Die Reflexionen für die 111 μm und die 116 μm Linien im Termschema des D_2O sind dagegen etwa um den Faktor 4 geringer. (Die Intensitäten der 50 μm und 83 μm Übergänge sind nach Dodel /19/ um mehr als eine Zehnerpotenz kleiner).Ein aus KCl gefertigter Laserspiegel wirkt also als stark wellenlängenselektives Bauelement, da alle Linien außer der 66 μm Linie starke Reflexionsverluste bei der Rückkopplung erleiden.

Ad b) Der Resonator wurde mit einer Quarzrohrkonstruktion passiv längenstabilisiert. Bei einem linearen Ausdehnungskoeffizienten von $5 \cdot 10^{-7}$/grad /38/ beträgt die Längenausdehnung bei 1.25 m Resonatorlänge 0.6 μm/grad, was im FIR-

Spektralbereich unkritisch ist. Die Konstruktion sieht ferner vor, daß die Wärmeausdehnungen verschiedener Bauteile gegeneinander arbeiten, sich also thermisch kompensieren.

Die Abstimmung der Resonatorlänge geschieht durch Verfahren des hinteren Laserspiegels mittels einer Differentialmikrometerschraube.

Ad c) Bei vorgegebener Resonatorlänge werden große aktive Volumina durch große Strahlquerschnitte erzielt. Große Strahlquerschnitte bei gleichzeitigem Betrieb im transversalen Grundmode lassen sich nicht mit den üblichen stabilen Resonatoren realisieren, wie folgende Überlegung zeigt:

Der Strahldurchmesser 2w des transversalen Grundmodes eines stabilen (hemisphärischen) Resonators der Länge L und Spiegelkrümmungsradius R_1 ($R_2 = \infty$), ergibt sich aus:

$$w^2 = L\lambda \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{g_1}{1 - g_1}} , \qquad g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \tag{5.1}$$

Mit Krümmungsradien R_1, die eine hinreichende Stabilität des Resonators sicherstellen, etwa $R_1 \lesssim 20$ m, ist $w^2 \approx L\lambda$. Für den hier konstruierten 66 µm-Laser ist L=1.25 m, daraus folgt $2w \approx 18$ mm.

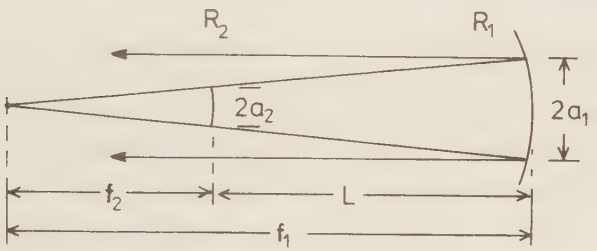
Ist 2a der Durchmesser des aktiven Volumens, so ergibt sich das Verhältnis des Querschnitts von aktiven Volumen zu Strahlquerschnitt des Grundmodes angenähert zu:

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda \cdot L} , \tag{5.2}$$

also gleich der Fresnelzahl des Lasers. Dies hat folgende Konsequenz:

Für einen Resonator mit $N_F \approx 1$ ist das Volumen des aktiven Mediums gut an das Modenvolumen des Grundmodes angepaßt, d.h. der Laser arbeitet im transversalen Grundmode. Für $N_F \gg 1$ füllt der Grundmode nur den Bruchteil $1/N_F$ des aktiven Volumens aus. Solche Resonatoren schwingen stets auf einer Vielzahl transversaler Moden höherer Ordnung an, falls sie nicht durch Einbringen von Modenblenden in den Resonator daran gehindert werden. Letzteres bedeutet aber gerade

wieder schlechte Anpassung von aktivem- und Modenvolumen, also schlechten Wirkungsgrad.
Für den 66 µm Oszillator wurde 2a = 40 mm und L = 1.25 m vorgegeben. Daraus ergibt sich eine Fresnelzahl von $N_F = 5$, d.h. ein stabiler Resonator schwingt nicht im Grundmode an (vgl. 2w ≈ 18 mm).
Aus diesem Grund wurde ein instabiler Resonator aufgebaut, genauer ein linearer konfokaler (positive branch) Resonator /39/.
Ein solcher Resonator besteht aus einem Konkavspiegel mit Brennweite f_1 und einem Konvexspiegel im Abstand L mit Brennweite f_2 und Durchmesser $2a_2$.



Die Spiegel besitzen einen gemeinsamen Brennpunkt außerhalb des Resonators (positive branch resonator), für die Brennweiten gilt die Bedingung $f_1 - f_2 = L$. Im Idealfall ist der Reflexionskoeffizient für beide Spiegel = 1.

In einem solchen Resonator baut sich durch Vielfachreflexion zwischen den Spiegeln ein expandierendes Strahlungsfeld auf, bis der Konvexspiegel mit Durchmesser $2a_2$ vollständig ausgeleuchtet ist. Dies erzeugt auf dem Konkavspiegel den Strahldurchmesser $2a_1 = 2a_2 \cdot f_1/f_2$.
Der Resonator koppelt dann ebene Wellenfronten in Form eines homogen ausgeleuchteten Kreisrings mit Innendurchmesser $2a_2$ und Außendurchmesser $2a_1$ aus, homogene Verstärkung über den Strahlquerschnitt vorausgesetzt. Das Modenbild des konfokalen instabilen Resonators im Fernfeld ist das

Beugungsbild des Kreisrings, die Strahldivergenz beugungsbegrenzt.
Der Auskoppelgrad wird durch das Verhältnis der Spiegelflächen bestimmt. Mit der frei wählbaren "Vergrößerung" (magnification) $m = a_1/a_2$ ist des Auskoppelgrad $1 - 1/m^2$.

Die Konstruktion des Resonators beginnt mit der Festsetzung des Auskoppelgrades, der Resonatorlänge und des Strahldurchmessers $2a_1$. Alle übrigen Parameter lassen sich dann aus Formeln für den instabilen Resonator berechnen, die seit etwa 1967 bekannt sind /39-42/.

Der 66 µm Oszillator wird durch folgende Größen charakterisiert:

Resonatorlänge:	$L = 1.25$ m
Frequenzabstand longitudinaler Resonatormoden:	$c/2L = 120$ MHz
Durchmesser des Grundmodes:	$2a_1 = 40$ mm
Aspektverhältnis:	$2a_1/L = 1/31$
Modenvolumen des Grundmodes:	1.57 l
Hinterer Spiegel:	Cu, $\lesssim 99$ % Reflexion für 66 µm
	$R_1 = 5$ m
Vorderer Spiegel:	KCl, ≈ 88 % Reflexion für 66 µm
	$R_2 = -2.5$ m, $2a_2 = 20$ mm
Vergrößerung (magnification)	$m = a_1/a_2 = 2$
geometrischer Auskoppelgrad:	75 %
Reflexionsverluste:	12 %
Rückkoppelgrad:	22 %
Pulsenergie im zentralen Maximum (Fernfeld):	50 %
mit Divergenz:	$1.00 \frac{\lambda}{2a_1} = 1.65$ mrad
Pulsenergie im zentralen Maximum + 1-tem Beugungsring (Fernfeld):	85 %
mit Divergenz:	$2.29 \frac{\lambda}{2a_1} = 3.7$ mrad

Maximal zulässige Spiegelverkippung, innerhalb derer der Grundmode anschwingt: 1.3 mrad

Der Aufbau des 66 µm Oszillators ist vereinfacht in Abb. 21 dargestellt. Die CO_2-Pumplaserstrahlung wird durch ein KCl-Fenster eingekoppelt, das 45° gegen die optische Achse geneigt ist. Die Reflexionsverluste für die (horizontal) linear polarisierte Pumpstrahlung sind gering (< 1.5 %). Der Pumpstrahl mit einem Durchmesser $2a_1$ transmittiert durch den KCl-Spiegel und pumpt linear den Oszillator. Der KCl-Spiegel des instabilen Resonators hat gleiche Krümmung für beide Flächen, wirkt also nicht als Linse für den Pumpstrahl.

Die aus dem Resonator ausgekoppelte 66 µm Strahlung wird durch Reststrahlenreflexion am KCl-Eintrittsfenster reflektiert und tritt 90° gegen die Laserachse geneigt aus. Die Reststrahlenreflexion von KCl unter 45° Einfallswinkel ist für 66 µm etwa gleich gut wie für senkrechten Einfall, vgl. Abb. 20.

Als Auskoppelfenster dient 2.3 mm Teflon, das den Bruchteil der am KCl-Fenster reflektierten 9.66 µm Pumpstrahlung vollständig absorbiert, die Transmission für 66 µm beträgt ca. 80 % /29/. Das Teflon-Auskoppelfenster ist geneigt, um Reflexionen für die 66 µm Strahlung in Richtung der Laserachse zu vermeiden. Die gesamte Konstruktion, insbesondere die Justiereinrichtungen, sind mechanisch sehr stabil aufgebaut, da der instabile Resonator empfindlich gegen Spiegelverkippung ist.
Die Lage von Pumpstutzen und D_2O-Einlaß erlaubt den Betrieb des Lasers im Gasdurchfluß.

Wahlweise lassen sich etwa in Höhe der Laserspiegel Modenblenden in den Resonator einbringen, sowie dicht vor dem Cu-Spiegel ein Lichtsumpf für die Pumpstrahlung aus 0.25 mm Teflonfolie, die senkrecht zur optischen Achse oder unter

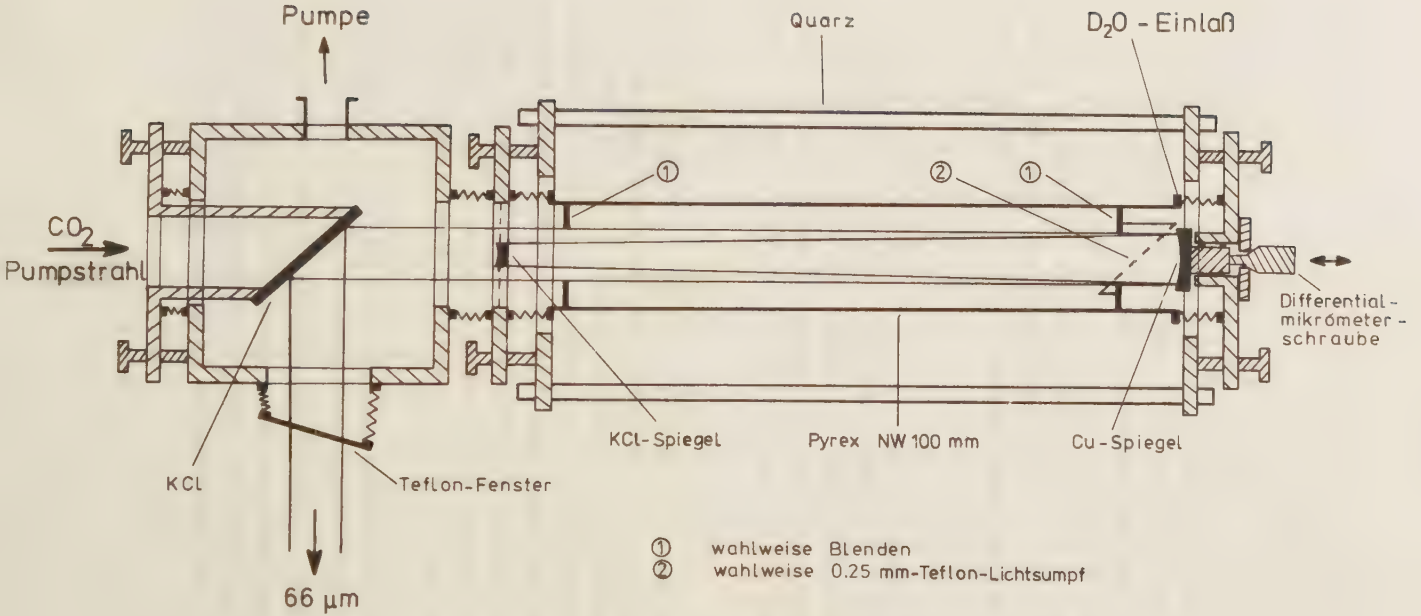


Abb. 21: Aufbau des 66 µm Oszillators mit instabilem Reststrahlenresonator

dem Brewsterwinkel geneigt ausgerichtet werden kann. (Brewsterwinkel 54.3°, Brechungsindex 1.39 für 66 µm /84/). Die Absorption der Folie für die 66 µm Strahlung ist vernachlässigbar klein /29/. Die Folie absorbiert dagegen für einen doppelten Durchgang ca. 90 % der Pumpstrahlung, verhindert also weitgehend die Rückreflexion der im D_2O-Volumen nicht absorbierten Pumpstrahlung in Richtung des Pumplasers.
Dies ist wichtig beim späteren Einsatz einer CO_2-Oszillator-Verstärkerkette als Pumplasersystem, um das Selbstanschwingen der Verstärkerkette zu verhindern (vgl. Abschnitt 6.2.3.)

5.3 Multimode-Pumpen des 66 µm Oszillators

Der 66 µm Oszillator wurde mit dem in Abschnitt 4. beschriebenen, im longitudinalen und transversalen Multimode betriebenen CO_2-TEA-Laser gepumpt. Durch einen Laufweg von 15 m wurde der Pumpstrahl an den Strahldurchmesser des D_2O-Oszillators angepaßt. Die Pulsenergie betrug 9.5 J auf der Linie 9P(32).

Die Pulsenergien wurden wie in Abb. 8 durch Fokussierung mit einem Hohlspiegel auf das Scientech-Kalorimeter in einer Atmosphäre von trockenem Stickstoff gemessen.

Abb. 22 (Kurve (1)), zeigt die Pulsenergie in Abhängigkeit vom D_2O-Druck.
(Kalibrierungsfaktor 0.9 eingerechnet, Verluste durch das Teflon-Auskoppelfenster nicht berücksichtigt).
Die Pulsenergie hat ein Maximum von 20 mJ zwischen 5 und 6.5 Torr. Im Gegensatz zu den Superradianzmessungen in Abb. 15 stammt die Pulsenergie im Oszillatorbetrieb wegen der zweimaligen Reststrahlenreflexion an KCl nur aus der 66 µm Linie.

Im Vergleich dazu zeigt Kurve (2) den Betrieb mit ausgebautem KCl-Spiegel, also ohne Rückkopplung. Die Pulsenergie wächst hier monoton mit dem D_2O-Druck an und erreicht 16.5 mJ bei 9 Torr. Hier wurde die Messung abgebrochen, um eine Be-

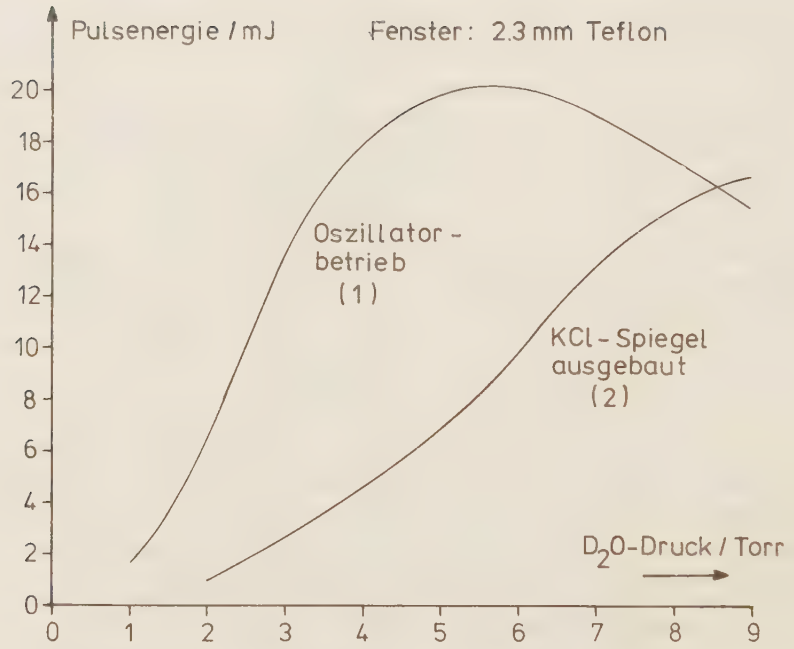


Abb. 22: Pulsenergie des 66 µm Oszillators in Abhängigkeit vom D_2O-Druck. Die Pumpenergie betrug 9.5 J auf der Linie 9P(32).

schädigung der stark hygroskopischen KCl-Bauteile zu verhindern. (° Torr entspricht dem Partialdruck von Wasserdampf in atmosphärischer Luft bei 50 % relativer Luftfeuchtigkeit und 20°C, dieser Wert sollte nicht überschritten werden).
Wendet man den in (4.2) gefundenen Zusammenhang auf die Absorptionslänge von 1.25 m an, so läge das Maximum der Kurve (2) bei 10 Torr D_2O-Druck. Allerdings fand die Messung der Kurve (2), Abb. 22 unter anderen Voraussetzungen statt, da sowohl der Pumpstrahl als auch der FIR-Strahl am hinteren Cu-Spiegel reflektiert wurden, den Laser also doppelt durchliefen. In diesem Sinne handelt es sich bei der

Messung aus Kurve (2) nicht um wirkliche Superradianz.

Mit den Messungen aus Abb. 22 ist die Oszillatortätigkeit des 66 µm Lasers bewiesen worden.
Das Durchstimmen der Resonatorlänge hatte keinen Einfluß auf die ausgekoppelte Pulsenergie. Aus dieser Tatsache wurde geschlossen, daß die Breite des Verstärkungsprofils des 66 µm Übergangs oberhalb der Anschwingschwelle groß gegen den Modenabstand des Resonators ist (120 MHz), der 66 µm Oszillator also im Multimodebetrieb läuft.

Zeitaufgelöste Messungen, die dies bestätigen, konnten mangels genügend schneller Detektoren erst zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt werden (Abschnitt 7.).

An dieser Stelle sei jedoch ein Teilergebnis dieser Messungen vorweggenommen, die mit dem in Abb. 41 dargestellten Versuchsaufbau durchgeführt wurden. Abb. 23 zeigt den zeitaufgelösten CO_2-Pumppuls (untere Spur) und den 66 µm Puls (obere Spur). Der Pumppuls wurde in einem Oszillator-Verstärkersystem erzeugt, das sich durch Zuschalten eines kontinuierlich arbeitenden CO_2-Lasers auch auf Singlemodebetrieb einstellen läßt (Abschnitt 6.).
Beide Pulse zeigen deutliche Amplitudenmodulation, die Modulationsfrequenzen repräsentieren das Spektrum der Pulse.
Die Modulation des Pumppulses, das sog. mode-beating, entsteht durch Überlagerung mehrerer simultan anschwingender Resonatormoden des breitbandigen Pumplasers. Die Beatfrequenzen sind ganzzahlige Vielfache des Frequenzabstandes benachbarter longitudinaler Moden (65 MHz). Der Nachweis dieser Frequenzen ist hier durch die Bandbreite des Oszillographen begrenzt.
Für den 66 µm Puls (obere Spur) erkennt man ebenfalls eine 65 MHz Modulation. Dies ist eine Folge des stimulierten Raman-Prozesses für breitbandiges off-resonantes Pumpen. Der 65 MHz beat entsteht durch Überlagerung mehrerer Raman-Komponenten des 66 µm Pulses, die durch die Modenfrequenzen des breitbandigen Pumplasers gepumpt werden, also gerade den Frequenzabstand der Pumplaser-

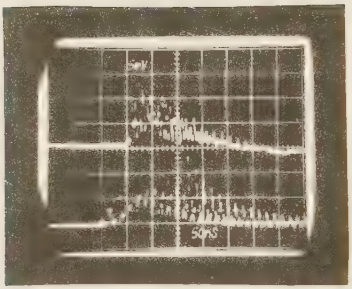


Abb. 23: 66 µm Puls (obere Spur) und CO_2-Pumppuls (untere Spur) für breitbandiges Multimode-Pumpen

moden von 65 MHz haben.
Der Frequenzabstand longitudinaler Resonatormoden des 66 µm Oszillators ist c/2L = 120 MHz. Ein 120 MHz beat der FIR-Resonatormoden läßt sich in Abb. 23 jedoch nur schwer von dem doppelten 65 MHz beat unterscheiden.

Damit ist der Zusammenhang der spektralen Qualität von Pumplaserpuls und FIR-Laserpuls gezeigt worden. Da mit dem breitbandigen Multimode Pumplaser offenbar kein Singlemodebetrieb des 66 µm Oszillators zu erzielen ist, ist es die nächste Aufgabe, ein leistungsstarkes Singlemode CO_2-Pumplasersystem zu erstellen. Über dessen Aufbau und Erprobung wird in Abschnitt 6. berichtet.

Zuvor sei noch auf eine andere interessante Beobachtung eingegangen:

Abgeschlossener Betrieb des Oszillators

Alle bisher vorgestellten Messungen wurden im D_2O-Durchflußbetrieb durchgeführt. Versuche, eine Meßreihe mit einer einzigen Gasfüllung, also im abgeschlossenen Betrieb

zu fahren, brachten stets verringerte und schlecht reproduzierbare FIR-Pulsenergien. Die Ergebnisse hängen stark von der "Vorgeschichte" des Laser-Vakuumgefäßes ab. Es lassen sich grob drei Fälle unterscheiden:

1) Das Vakuumgefäß war über mehrere Stunden der Laborluft ausgesetzt. Auspumpen auf $p \approx 10^{-1}$ Torr und anschließende D_2O-Füllung bringt folgendes Ergebnis: Der D_2O-Druck sinkt abhängig vom ursprünglichen Fülldruck innerhalb von 15 min um ca. 20 % ab (Wandadsorption). Konstanter D_2O-Druck verlangt also ständiges Nachfüllen von D_2O.
Trotz so konstant gehaltenem Betriebsdruck geht die Pulsenergie innerhalb von 15 min auf ca. die Hälfte des anfänglichen Wertes zurück. Nach nochmaligem kurzzeitigen Auspumpen und erneuter D_2O-Füllung ist der Druckabfall durch Wandadsorption geringer und das Absinken der Pulsenergie weniger stark ausgeprägt. Wiederholtes Abpumpen und anschließende D_2O-Füllung setzen diesen Trend fort, jedoch bringt eine erneute Messung mit derselben Gasfüllung nach einigen Stunden wieder grob auf die Hälfte reduzierte Schußenergien.

2) Der Laser wurde mindestens 24 h auf $p < 10^{-3}$ Torr abgepumpt: Nach der ersten D_2O-Füllung sinkt der Druck aufgrund von Wandadsorption innerhalb von 30 min auf ca. die Hälfte des ursprünglichen Fülldrucks. Wird der Druck durch Nachfüllen von D_2O konstant gehalten, so ist die Abnahme der Pulsenergie mit dem "Alter" der Gasfüllung weniger stark ausgeprägt als bei 1).

3) Der Laser ist über mehrere Tage hinweg abwechselnd in D_2O betrieben und über Nacht ausgepumpt worden. Nur in diesem Fall lassen sich mit einer Gasfüllung maximale und gut reproduzierbare Schußenergien erzielen. Wird zwecks Arbeiten an dem Laser ein längeres Belüften notwendig, folgt wieder das unter 1) und 2) geschilderte Verhalten.

Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen verstehen:

Die Glas- und Edelstahlwände des belüfteten Lasers sind mit H_2O belegt. Abpumpen mit einer Vorpumpe ($p < 10^{-3}$ Torr) entfernt auch bei langer Pumpdauer bei Zimmertemperatur nur einen Teil dieser Wandbelegung. Durch Einfüllen von D_2O-Dampf tauscht sich über Wandstöße H_2O und D_2O aus /44,45/. Bei konstant gehaltenem Totaldruck sinkt also der Partialdruck von D_2O im Gasraum. Die für diesen D_2O-Partialdruck resultierende Pulsenergie läßt sich nicht einfach aus der gemessenen Abhängigkeit der Pulsenergie vom D_2O-Druck ablesen. Im Falle einer H_2O-D_2O-Mischung bestimmt nämlich der Totaldruck die Stoßrate T_j^{-1} und damit wesentlich die Laserdynamik.
Durch Isotopenaustausch zwischen H_2O und D_2O entsteht ferner HDO /46/. Aus den Tabellen von Benedict et al. /33/ läßt sich ein Rotationsübergang im Schwingungsgrundzustand von HDO zuordnen ($(000)\ 4_{22} \rightarrow (000)\ 5_{33}$), der sehr dicht bei der Laserfrequenz liegt. Absorption durch HDO bedeutet einen zusätzlichen Verlustmechanismus im Laserprozeß.

6. Aufbau und Erprobung eines Singlemode CO_2-TEA-Pumplasersystems

6.1. Die injection-locking Technik

Dieser Abschnitt behandelt den Aufbau und die Erprobung eines Lasersystems, das mit dem injection-locking Verfahren arbeitet. Ziel dieses Verfahrens ist der Betrieb eines gepulsten TEA-CO_2-Oszillators im longitudinalen und transversalen Singlemode.
Dazu soll zunächst das Frequenzspektrum eines linienabgestimmten, "freilaufenden" TEA-CO_2-Lasers beschrieben werden. Ein solcher Laser enthält als einziges frequenzselektives Bauteil ein Gitter als Endreflektor, mit dem der Laser auf eine von ca. 100 Rotationslinien (=Laserübergängen) des CO_2-Moleküls abgestimmt wird, in diesem Experiment auf die Linie 9P(32) mit $\lambda = 9.66\ \mu m$.
Die homogene Linienbreite (FWHM) dieses Laserübergangs beträgt ca. 4 MHz/ Torr /47/.
Für einen bei Atmosphärendruck betriebenen CO_2-Laser ergibt sich daraus eine Linienbreite von ca. 3 GHz. Die resultierende Bandbreite (=Frequenzbreite, innerhalb derer der Oszillator anschwingen kann), ist eine Funktion von Verstärkung und Verlusten und beträgt typisch 2-4 GHz /53,64,65/. Bei einem Frequenzabstand longitudinaler Resonatormoden von $c/2L = 65$ MHz (Resonatorlänge $L = 2.35$ m) können also mindestens 30 Moden verstärkt werden. Von diesen schwingen ca. 5 - 15 Moden im Bereich der Linienmitte gleichzeitig an /49/. Das Spektrum eines typischen freilaufenden CO_2-TEA-Lasers ist also 5 - 15 (longitudinale) Modenabstände breit, dies ist $\lesssim 1$ GHz.

Da in TEA-CO_2-Lasern der Querschnitt des aktiven Mediums in der Regel groß ist gegenüber dem Srahldurchmesser des Grundmodes TEM_{oo} (Fresnelzahl typisch > 10), arbeiten solche Laser zusätzlich auf einer Vielzahl transversaler Moden.
Die Überlagerung mehrerer longitudinaler und transversaler

ler Moden führt zu einer ausgeprägten Intensitätsmodulation des ausgekoppelten Laserstrahls (mode-beating). Abb. 24 zeigt das Zeitverhalten für typische Laserpulse bei longitudinalem Multimodebetrieb. Es dominiert eine 16 ns Modulation. Die entsprechende Modulationsfrequenz von 65 MHz ist gerade der Frequenzabstand benachbarter longitudinaler Moden, also c/ 2L. Die n-fachen Modulationsfrequenzen (n = 1,2,....) entstehen durch Überlagerung von Moden, deren Frequenzabstand das n-fache des einfachen Modenabstands, also $n \frac{c}{2L}$ beträgt. Bei genügend großer Bandbreite der Detektionseinrichtung (Detektor, Oszillograph, Filmmaterial), läßt sich aus einer Analyse des mode-beatings das Spektrum des Laserpulses bestimmen.

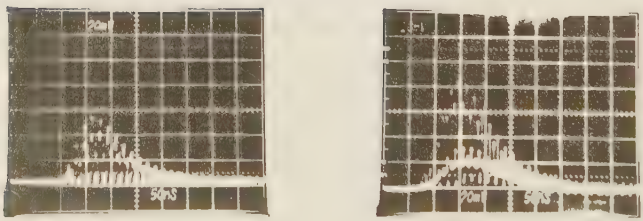


Abb. 24: CO_2-TEA-Oszillatorpulse mit mode-beating longitudinaler Resonatormoden

Zur Erzielung des Singlemodebetriebs eines TEA-CO_2-Oszillators existieren verschiedene Verfahren, deren Vor- und Nachteile hier kurz aufgeführt werden sollen:

Verfahren zur Erzielung des Singlemodebetriebs

Der transversale Grundmode des Resonators läßt sich durch Einbringen von Modenblenden in den Resonator einstellen (Fresnelzahl $N_F \lesssim 1$), oder durch den Aufbau eines instabilen Resonators realisieren.
Für die Selektion eines einzelnen longitudinalen Modes existieren im wesentlichen folgende Methoden:

a) Selektive Absorber /49/:
Dazu werden gasgefüllte Zellen in die cavity gebracht, deren Gasmischungen definierte Absorptionseigenschaften für eine bestimmte CO_2-Laserlinie haben. Dieses Verfahren ist nicht auf linienabstimmbare CO_2-Laser anwendbar.

b) Hybridlaser /51/:
Bei diesem Lasertyp wird eine TEA-Sektion und eine longitudinal angeregte CO_2-Niederdrucksektion mit kontinuierlicher Entladung in einem gemeinsamen Resonator betrieben.
Die Niederdrucksektion beschränkt den wirksamen Durchmesser des aktiven Mediums auf <10 mm, woraus niedrige Pulsenergien, typisch <100 mJ resultieren. Prinzipiell ist auch der Einsatz einer gepulsten großvolumigen transversal angeregten Niederdrucksektion möglich, wie dies in einem Aufbau von Bonanni et al. /66/ gezeigt wurde.

c) Intracavity Etalons /52/:
Mit Hilfe dieser Technik ist ein TEA-CO_2-Laser zusätzlich innerhalb seines Verstärkungsprofils frequenzverstimmbar. Nachteil des Verfahrens ist seine schwieri-

ge Handhabung und die Beschränkung auf kleine Leistungsdichten im Resonator, die durch die Zerstörschwelle des Etalons vorgegeben werden.

d) Injection-locking Verfahren /53/:
Dieses Verfahren ist ohne Einschränkung auf linienabgestimmte TEA-CO_2-Laser anwendbar. Es beschränkt nicht den Querschnitt des aktiven Mediums und braucht im Prinzip keine zusätzlichen optischen Komponenten innerhalb des Resonators.

Das letztere Verfahren vereint für die hier geplante Anwendung des optischen Pumpens die meisten Vorteile und wird im folgenden beschrieben:

Injection-locking Technik:

Bei der injection-locking Technik wird das Strahlungsfeld eines CO_2-Dauerstrichlasers (cw-Laser) in den Resonator des TEA-Oszillators eingekoppelt. Der im Vergleich zum gepulsten Laser niedrige Betriebsdruck von 15 - 20 Torr und der Frequenzabstand longitudinaler Moden von 150 MHz stellen sicher, daß der Dauerstrichlaser im Singlemodebetrieb arbeitet. Durch Feinabstimmung der Resonatorlängen von TEA- und cw-Laser aufeinander kann erreicht werden, daß e i n e Modenfrequenz des TEA-Lasers mit der Frequenz des eingekoppelten Dauerstrichlasers bis auf eine beliebig klein wählbare Frequenz-Fehlanpassung $\delta\nu$ übereinstimmt (vgl. Abb. 25).
Während sich für alle übrigen Resonatormoden die Verstärkung aus der schwachen spontanen Emission heraus aufbauen muß (ca. $4 \cdot 10^{-12}$ W/cm^2 /48/), wird das Anschwingen e i n e s Resonatormodes durch das eingekoppelte Strahlungsfeld ($> $ mW/cm^2) begünstigt. Dieser erreicht dann vor allen anderen die Sättigungsverstärkung. Die Modenreinheit eines gepulsten CO_2-Lasers läßt sich wiederum an der zeitlichen Entwicklung des Laserpulses ablesen. Zeitlich

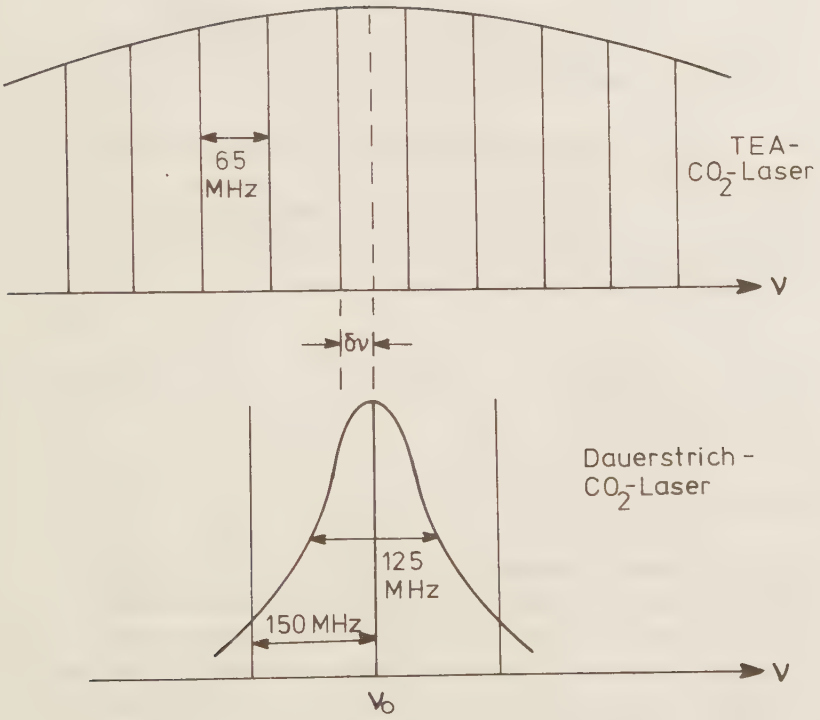


Abb. 25: Verstärkungsprofil und Frequenzabstand longitudinaler Moden für einen TEA- und einen Dauerstrich CO_2-Laser. Die Halbwertsbreite des oberen Profils beträgt etwa 3 GHz.

" glatte" Pulse zeigen das Anschwingen eines einzigen Resonatormodes an.

Eine Darstellung der Ergebnisse beim Test des injection-locking-Verfahrens wird im übernächsten Abschnitt 6.1.2. gegeben. Zuvor soll jedoch der Aufbau des kontinuierlichen CO_2-Lasers, der als injection-Laser für das Verfahren arbeitet, beschrieben werden.

6.1.1. Aktiv frequenzstabilisierter CO_2-Dauerstrichlaser

Im Hinblick auf den Einsatz als injection-Laser für das injection-locking Verfahren sollte der Dauerstrichlaser folgenden Anforderungen genügen:

- Linienabstimmbarkeit
- Ausgangsleistungen von 5 - 10 W
- Singlemodebetrieb
- Frequenzstabilität

Der Laseraufbau

Der Laserresonator besteht aus einem ZnSe Auskoppelspiegel mit 2 m Krümmungsradius und 90 % Reflexion für 10.6 µm und einem Replica Echelette-Gitter mit 135 Linien/mm als Laserendreflektor. Mit Hilfe des Gitters läßt sich der Laser auf ca. 90 CO_2-Laserlinien zwischen 9.1 µm und 11.0 µm abstimmen. Das Gitter koppelt etwa 5 % der auffallenden Strahlungsleistung in die 0-te Beugungsordnung, d.h. aus dem Laserresonator heraus, aus. Das Verhältnis der über den ZnSe Auskoppelspiegel und das Gitter ausgekoppelten Laserleistungen beträgt also 2:1.
Der vordere Auskoppelspiegel ist in einem Piezostellglied der Fa. Jordon montiert. Mit einem He-Ne-Laser Interferometer wurde eine Ausdehnung von 9.2 µm bei 2 kV gemessen.

Die Entladung brennt zwischen zwei Nickel-Ringelektroden auf einer Länge von 60 cm. Bei 25 mA Entladungsstrom und 20 Torr Betriebsdruck erreicht der Laser im Gasdurchfluß (82 % He, 4.5 % CO_2, 13.5 % N_2) Leistungen bis 15 W auf starken Linien.
Bei einer Verringerung der Laserleistung um ca. 30 % arbeitet der Laser auch im abgeschlossenen Betrieb, also ohne Gasaustausch. Dazu erweist sich eine Gasfüllung mit 65 % He, 15 % CO_2, 14 % N_2, 4 % Xe, 2 % H_2 als optimal /54/. Ein Gaswechsel wird dann notwendig, wenn einige Zehntel Torr Luft in das Entladungsgefäß eingedrungen sind (absinkende Laserleistung). Bei einer guten Leckrate von ca. $1 \cdot 10^{-6}$ Torr·l/s ist das Zeitintervall hierfür einige Tage, unabhängig von der Anzahl der Betriebsstunden zwischen zwei Gaswechseln.

Singlemodebetrieb

Bei einer Resonatorlänge von L = 1.04 m und einem Innendurchmesser des Entladungsrohres von 7 mm beträgt die Fresnelzahl des Resonators N_F = 1.1. Daraus folgt, daß der Laser im Grundmode anschwingt, was experimentell durch die Messung des radialen Strahlprofils bestätigt wurde.
Die Strahldivergenz im Fernfeld wurde zu ϑ = 1.85 mrad gemessen in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von $\vartheta = \lambda/\pi w_o$ = 1.8 mrad (Strahltaille w_o = 1.9 mm).
Der Frequenzabstand longitudinaler Resonatormoden beträgt c/2L = 145 MHz. Die volle Linienbreite des Laserübergangs (Doppler- und Stoßbreite) bei 400 K beträgt für 15-20 Torr Betriebsdruck 120-150 MHz /47/.

Experimentell zeigt sich, daß innerhalb des Verstärkungsprofils nur ein longitudinaler Mode anschwingen kann. Dazu wird die Resonatorlänge mit Hilfe des Piezostellglieds durchgestimmt. Über die Beziehung

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_o} = \frac{-\Delta L}{L}$$

(ν_o: Mittenfrequenz des Laserübergangs, L: Resonatorlänge)

läßt sich bei bekannter Kennlinie des Piezostellglieds die Resonatorlängenänderung ΔL in eine Frequenzverstimmung $\Delta\nu$ umrechnen. Kurve (1) der Abb. 26 zeigt für die Linie 9P(32) das gemessene "Leistungsprofil", also die Laserleistung über der Frequenz. Man erkennt, daß sich die Laserleistung über fast zwei freie spektrale Bereiche zwischen Null und Leistungsmaximum durchfahren läßt. Dies zeigt den longitudinalen Singlemodebetrieb an. (Ein Laser, der im longitudinalen Mehrmodenbetrieb arbeitet, läßt sich nicht auf "Nulleistung" abstimmen).

Frequenzstabilisierung

Da der Dauerstrichlaser einerseits als injection-Laser für das injection-locking Verfahren frequenzstabil sein muß, andererseits auch die Ausgangsleistung eines Singlemode-Lasers eine Funktion der Laserfrequenz ist (vgl. Abb. 26, Kurve (1)), wurde der Laser passiv und aktiv frequenzstabilisiert.

Die passive Stabilisierung, die vor allem Kurzzeitstörungen (Frequenzschwankungen mit Zeitkonstanten <1s) minimieren soll, umfaßt im wesentlichen:

- Aufbau auf einem massiven Granitblock mit schwingungsgedämpftem Unterbau (Styropor, Luftkissen, Quarzsand).
- Thermische Stabilisierung der Resonatorlänge mit Zerodurstäben. Der lineare Ausdehnungskoeffizient von Zerodur ist mit $5 \cdot 10^{-8}$/grd etwa eine Größenordnung besser als der von Invar /55/.
- Abgeschlossener Betrieb des Lasers zur Vermeidung von Druckschwankungen und Pumpenstößen im Entladungsgefäß.

Die Langzeitstabilität (Frequenzschwankungen mit Zeitkonstanten >1s) wird mit Hilfe einer aktiven Frequenzstabilisierung sichergestellt. Grundsätzlich bewirkt jede Än-

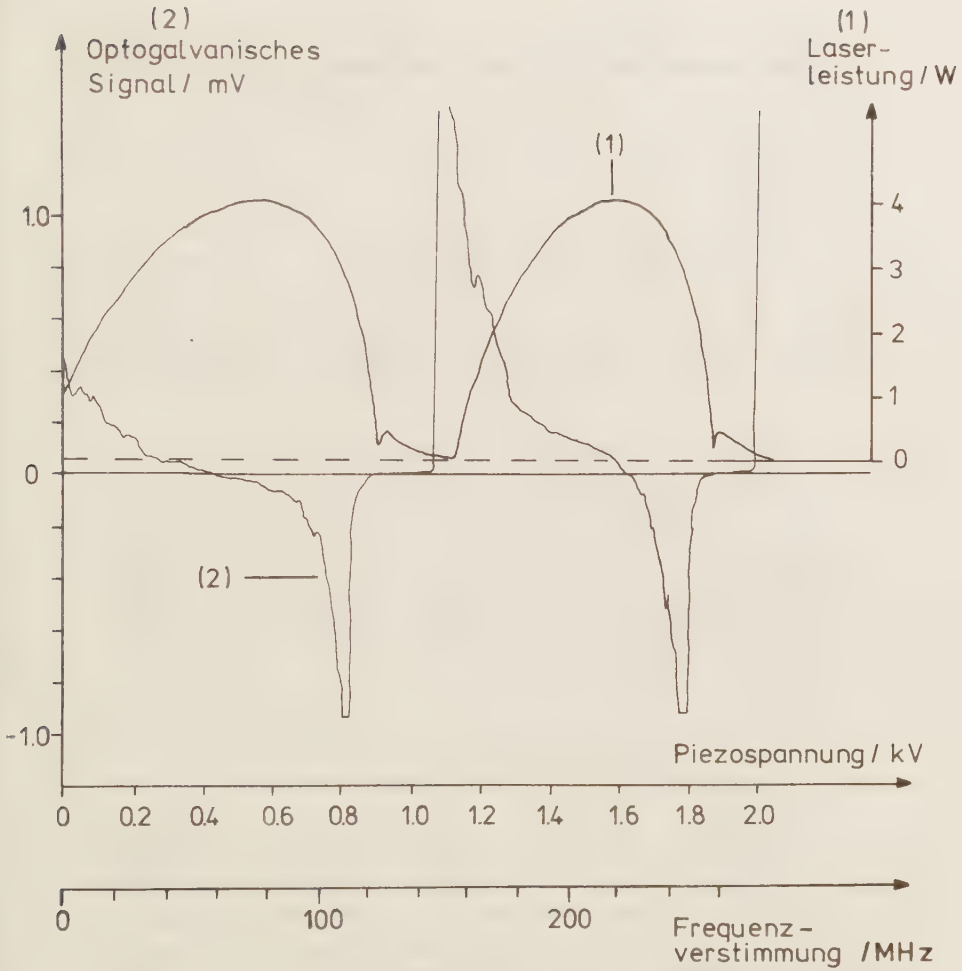


Abb. 26: Laserleistung (Kurve 1) und optogalvanisches Signal (Kurve 2) in Abhängigkeit von der Piezospannung für die Laserlinie 9P(32). Die untere Abszisse zeigt die zugehörige Frequenzverstimmung des Resonators.
Piezomodulation: 440 Hz, $5V_{SS}$ ≙ 25 nm Amplitude.
Das Vorzeichen des optogalvanischen Signals gibt die Phasenlage zur Modulationsspannung an.

derung des optischen Wegs (nL), verursacht durch eine Resonatorlängenänderung ΔL und / oder Brechungsindexänderung Δn im Resonator, eine relative Frequenzänderung um:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = - \left[\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta n}{n} \right] \qquad (6.1)$$

n: Brechungsindex im Resonator

Diese läßt sich stets durch aktives Nachfahren des Auskoppelspiegels mit Hilfe des Piezostellglieds so kompensieren, daß eine vorgegebene Sollfrequenz beibehalten wird.

Der optogalvanische Effekt beim CO_2-Laser

Die aktive Frequenzstabilisierung arbeitet mit dem optogalvanischen Effekt als Regelgröße /56,57/. Als optogalvanischen Effekt bezeichnet man die Abhängigkeit der Entladungsimpedanz der Laserglimmentladung von der ausgekoppelten optischen Laserleistung. Dieser Mechanismus läßt sich folgendermaßen verstehen:

Für das obere Laserniveau des CO_2-Moleküls existieren zwei Entleerungsmechanismen:

1) Stimulierte Emission

   Durch diesen Prozeß verliert die Glimmentladung Energie in Form der ausgekoppelten Strahlungsleistung.

2) Stoßrelaxation über Vibrations-Vibrations und Vibrations-Translations Relaxation. Bei diesen Prozessen bleibt die bei der Entladung zugeführte elektrische Energie als Translationsenergie dem System erhalten.

Unter der Voraussetzung einer konstanten Pumprate in das

obere Laserniveau konkurrieren also die beiden Entleerungsmechanismen miteinander. Eine Erhöhung der ausgekoppelten Laserleistung führt zu einer kleineren Translationsenergie, also Gastemperatur, und umgekehrt.
In Abhängigkeit von der Gastemperatur ergibt sich eine lokale Änderung der Teilchendichte und damit der Elektronenstoßfrequenz im Entladungsraum. Die daraus resultierende Änderung der Entladungsimpedanz kann als Stromänderung im Entladungskreis detektiert werden.

Die Ausnutzung des optogalvanischen Effekts zur Frequenzstabilisierung geschieht nun folgendermaßen:

Mittels einer Sinusspannung auf dem Piezostellglied wird die Resonatorlänge periodisch mit kleiner Amplitude ΔL moduliert, was eine periodische Frequenzverstimmung $\Delta\nu$ des Resonators bewirkt (typische Werte: Modulationsfrequenz $f = 50\text{Hz} - 1\text{ kHz}$, Amplitude 5 V_{SS}, $\sim \Delta L = 23$ nm, $\Delta\nu = 700$ kHz). Die daraus resultierende Modulation der Laserleistung ΔP ist proportional zur Steigung des Leistungsprofils an der Stelle der Laserfrequenz. Das aus dem Stromkreis ausgekoppelte optogalvanische Signal $\Delta i/i$ (i = Entladungsstrom) ist für kleine Modulationsamplituden wiederum proportional zur Leistungsänderung $\Delta P/P$.
Für ein parabelförmiges Leistungsprofil des Lasers (vgl. Abb. 26) ist somit die Amplitude des optogalvanischen Signals proportional zur Frequenzabweichung der Resonatorfrequenz von der Linienmitte des Laserübergangs. In der Linienmitte geht das Signal (Frequenz 2f) gegen den Wert 0. Die Phasenlage des Signals gegenüber der Modulationsspannung des Piezostellglieds (0° oder 180°) bestimmt die Richtung der Frequenzabweichung links oder rechts von der Linienmitte .
Die Größe des optogalvanischen Effekts beträgt etwa $\Delta i/i = 10^{-5}$ im Linienflügel. Um das Meßsignal im Entladungskreis sauber auflösen zu können, ist die Verwendung von Lock-In

Technik nötig.
Die Kurve (2) der Abb. 26 zeigt das gemessene optogalvanische Signal am Ausgang eines Lock-In Verstärkers. Positive Spannungen bedeuten 0°, negative Spannungen 180° Phasenverschiebung zwischen der Sinusspannung des Piezostellglieds und dem Meßsignal.
Eine ausführliche Darstellung der eigentlichen Regelung mit Hilfe eines Mikroprozessorsystems wird in /58/ gegeben. Der Regelkreis stabilisiert die Laserfrequenz auf besser als 1 MHz genau um die Linienmitte für jede durch das Gitter einstellbare CO_2-Laserlinie. Die Frequenzstabilität $\nu/\Delta\nu$ ist somit besser als $3 \cdot 10^7$.

6.1.2. Erprobung des injection-locking Verfahrens

Der Versuchsaufbau

Abb. 27 zeigt den experimentellen Aufbau zum Test des injection-locking Verfahrens. Der injection-Laser wurde im vorausgehenden Abschnitt beschrieben. Der CO_2-TEA-Oszillator ist ein zweistufiger Laser der Firma Lumonics (K 102-2). Der Resonator besteht aus einem 25 m Radius Germanium Auskoppelspiegel mit 65 % Reflexion und einem planen Gitter (master-grating), mit dem der Laser auf die Laserlinie 9P(32) abgestimmt wird. Im Multimodebetrieb wurde der TEA-Laser bereits zum optischen Pumpen des 66 µm Oszillators eingesetzt (vgl. 4. und 5.3.).
Für das injection-locking Verfahren wurde die Resonatorlänge nachträglich durch eine Quarzrohrkonstruktion passiv längenstabilisiert. Die Konstruktion besitzt eine thermische Kompensation, d.h. die Wärmeausdehnung von Quarz- und Metallbauteilen geeigneter Länge arbeiten so gegeneinander, daß keine Netto-Längenänderung des Resonators erfolgen sollte. Ferner ist die Konstruktion akustisch gedämpft, da der Pulsbetrieb des TEA-Lasers Erschütterungen des Aufbaus bewirkt.

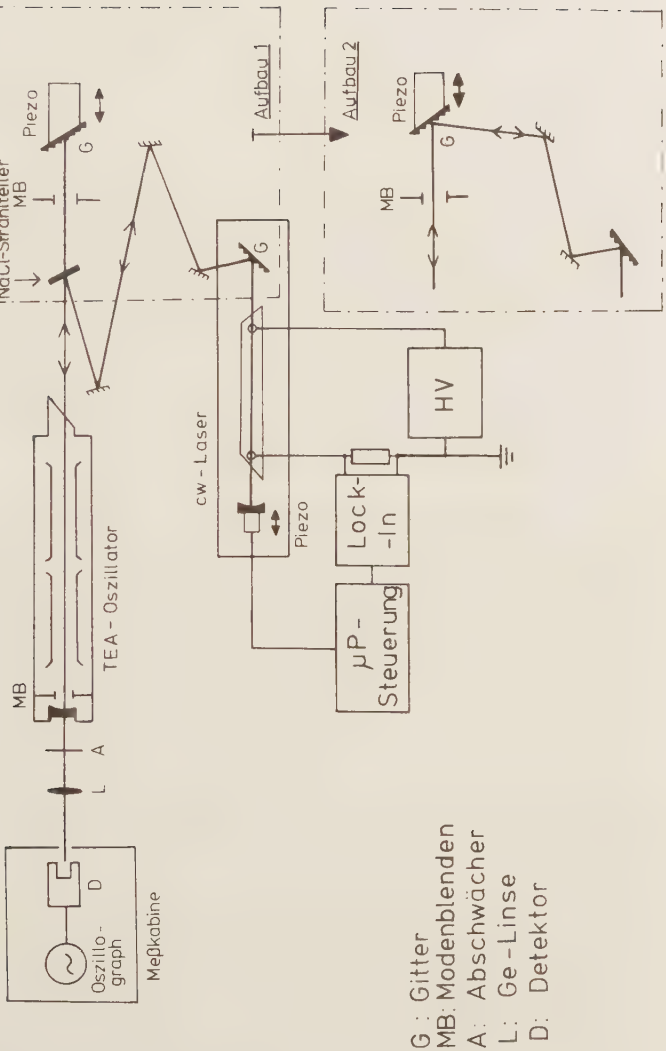


Abb. 27: Der experimentelle Aufbau für das injection-locking Verfahren

Zur Feinabstimmung läßt sich das Gitter durch einen Piezoantrieb um ca. 5 µm längst der optischen Achse verfahren. Bei einer Laserwellenlänge von $\lambda = 9.66$ µm ist dies etwa $\lambda/2$, also ein freier spektraler Bereich des Resonators. Der transversale Mode wird mit Hilfe von Modenblenden kontrolliert, die an beiden Enden des Lasers in den Resonator eingebracht sind.

Zur Einkopplung des cw-Strahls in den TEA-Oszillator wurden zwei Geometrien getestet. Die erste Anordnung (Abb. 27, oberer Teil) benutzt einen NaCl-Strahlteiler im TEA-Resonator. Der Einkoppelgrad für die durch das Gitter vorgegebene Polarisationsrichtung (horizontal) beträgt ca. 6 %, die eingekoppelte Leistungsdichte etwa 150 mW/cm^2. Diese Anordnung besitzt den Vorteil leichter Justierbarkeit, jedoch erleidet der Resonator zusätzliche Verluste, was die erzielbare Ausgangsleistung herabsetzt.

In der zweiten Anordnung (Abb. 27, unten rechts) wird der cw-Strahl über die 0-te Beugungsordnung des Gitters eingekoppelt. Der Einkoppelgrad beträgt für dieses Gitter nur 0.3 % entsprechend einer eingekoppelten Leistungsdichte des cw-Lasers von 8 mW/cm^2. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß kein zusätzliches Bauteil in den TEA-Resonator eingebracht wird. Nachteilig wirkt sich jedoch aus, daß bei einer Nachjustierung des Gitters am TEA-Laser der gesamte Strahlengang korrigiert werden muß. Ferner ist die Justierung des eingekoppelten cw-Strahls mit UV-belichteten Detektorplatten wegen der geringen Leistungsdichten nicht möglich.
Zeitaufgelöste Messungen der Laserpulse wurden mit einem pyroelektrischen Detektor der Fa. Laser Precision (Modell KT 1520, Anstiegszeit <1 ns) in Verbindung mit einem TEK Oszillographen durchgeführt. Dazu wird der Laserpuls mit verschiedenen Kunststoffolien (z.B. eine - mehrere Lagen aus 50 µm Polyethylen) abgeschwächt und mit einer

f = 15" Ge-Linse auf den Detektor fokussiert. Es wurde geprüft, daß die Transmission der Folien unabhängig von der auftreffenden Leistungsdichte der Laserpulse ist, solange diese deutlich unter der Zerstörschwelle für die Folien bleibt. Für diesen Versuch wurden eine bis mehrere Folien an verschiedenen Stellen zwischen Ge-Linse und Detektor gebracht und die Laserpulse zeitaufgelöst gemessen.
Die zeitliche Entwicklung der Laserpulse wurde auch an verschiedenen Stellen des Strahlquerschnitts gemessen. Dazu wurde die ca. 2 mm^2 große Detektorfläche o h n e Verwendung der Ge-Linse in weiten Bereichen über den Strahlquerschnitt verfahren. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergaben sich an jedem Ort der Messung identische Pulsformen.
Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß der Laser im transversalen Grundmode arbeitete und die Messungen im Fernfeld der Laserstrahlung durchgeführt wurden. Die Ergebnisse lassen sich insofern nicht mit denen von Decker et al. /63/ vergleichen, die für einen im transversalen Multimodebetrieb arbeitenden TEA-Laser im Nahfeld eine ausgesprochene Abhängigkeit der Impulsform vom Ort der Messung im Strahlquerschnitt nachgewiesen haben.
Für Pulsenergiemessungen, insbesondere für die Messung der radialen Energieverteilung (transversaler Mode) stand ein Kalorimeter der Firma Scientech zur Verfügung.

Versuchsprogramm und Resultate

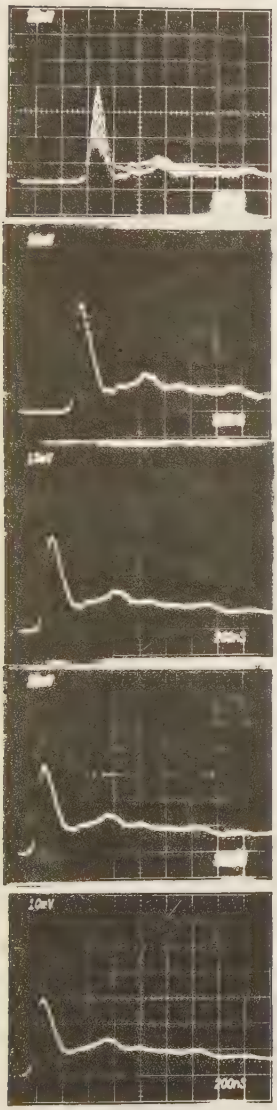
Folgende Fragestellungen standen bei dem Test des injection-locking Verfahrens im Vordergrund:

a) Wie kritisch ist die Anpassung der Modenfrequenzen von gepulstem- und cw-Oszillator zur Selektion e i n e s longitudinalen Modes, d.h. wie groß ist die zulässige Frequenzverstimmung $\delta\nu$ in Abb. 25 ? Hierzu gibt es von verschiedenen Arbeitsgruppen sehr unterschiedliche Resultate /48,53,59/.

b) Läßt sich das injection-locking Verfahren auch zur Selektion e i n e s transversalen Modes -des Grundmodes- anwenden, und inwieweit muß der transversale Mode durch Einbringen von Modenblenden in den Resonator kontrolliert werden?

c) Wie zuverlässig arbeitet das Verfahren auf der Linie 9P(32), und wie gut ist die Reproduzierbarkeit der Laserpulse?

Ad a) Als kritischster Parameter beim injection-locking Verfahren erweist sich die Frequenzanpassung der Resonatorfrequenzen von TEA- und cw-Oszillator. Dies wird in Abb. 28 verdeutlicht. Fortschreitend von Photo 1 - 5 wurde das Piezostellglied des TEA-Oszillators in 100 Volt Schritten -entsprechend 5.8 MHz Frequenzverstimmung- angesteuert. Auf Photo 1 zeigt der Puls trotz eingekoppeltem cw-Strahlungsfeld starkes mode-beating über die gesamte Pulsdauer. Auf Photo 2 tritt mode-beating nur noch am Pulsschwanz auf, während sich auf den Photos 3 - 5 "glatte" Laserpulse ergeben, dies bedeutet Singlemodebetrieb. Bei weiterer Frequenzverstimmung über diesen Punkt hinaus kehrt der Oszillator in umgekehrter Weise wieder zum Multimodebetrieb zurück.
Dieses Ergebnis ist reproduzierbar und gilt für beide Versuchsaufbauten (siehe Abb. 27). Insbesondere hatte also die in den TEA-Resonator eingekoppelte Leistungsdichte des cw-Lasers (150 mW/cm^2 und 8 mW/cm^2) keinen Einfluß auf das Ergebnis.
Genauso unkritisch erwies sich die Justierung der beiden Laserachsen zueinander und die genaue Anpassung der Strahldurchmesser.
Die zulässige Frequenzverstimmung $\delta\nu$, für die glatte Laserpulse zu erzielen sind, beträgt ca. $\pm$10 MHz, d.h. ist der Frequenzabstand des Dauerstrichlasers zum nächstgelegenen longitudinalen Resonatormode des TEA-Lasers



	Piezo-Spannung am TEA-Laser
Photo 1	200 Volt
Photo 2	300 Volt
Photo 3	400 Volt
Photo 4	500 Volt
Photo 5	600 Volt

Abb. 28: Abhängigkeit der Pulsform von der Frequenzverstimmung zwischen TEA- und Dauerstrichlaser.
(100 Volt $\hat{=}$ 5.8 MHz)

größer als 10 MHz, so schwingt dieser im Multimodebetrieb an. Damit entspricht der Lock-Bereich von ± 10 MHz etwa einem Drittel des Frequenzabstandes benachbarter longitudinaler Moden von c/2L = 65 MHz.

Außer der subjektiven Beurteilung der Pulsqualität (glatt oder mode-beating), gibt es noch zwei weitere Kriterien für den Singlemodebetrieb.

1) Die Zeitverzögerung zwischen Zündung der Laserentladung und emittiertem Lichtpuls hat für glatte Pulse ein Minimum. Glatte Pulse erscheinen ca. 350 ns früher als ungelockte Pulse für Multimodebetrieb (vgl. Abb. 28).

2) Die Amplitude des Hauptpulses hat für glatte Pulse ein Minimum und ist etwa einen Faktor 2 kleiner als für ungelockte Pulse. Gleichzeitig steigt die Leistung am Pulsschwanz im gelockten Zustand an (vgl. Abb. 28).

Die Pulsenergie ist für Multimode- und Singlemodepulse gleich. Sie beträgt mit 11 mm Aperturen und NaCl-Strahlteiler im Resonator 550 mJ, daraus ergibt sich für die Skalierung der Leistungsachse auf den Photos in Abb. 28 der Wert 0.35 MW/div. Ohne NaCl-Strahlteiler (Einkopplung über Gitter) ergeben sich 750 mJ Pulsenergie und 0.46 MW/div bei sonst identischen Pulsformen (Gasmischung 84 % He, 6 % CO_2, 10 % N_2).

Ad b) Bei allen bisher beschriebenen Messungen definierten zwei 11 mm Durchmesser Aperturen das Modenvolumen des Resonators. Mit diesen (und kleineren) Aperturen schwingt der Laser nur im transversalen Grundmode an (Fresnelzahl $N_F \leq 1.3$). Abb. 29 zeigt das im Fernfeld ausgemessene Energieprofil des Laserstrahls. Zur Messung wurde das Scientech Kalorimeter mit vorgesetzter 1 mm Lochblende benutzt. Aufgetragen sind die für 3 Pulse aufaddierten

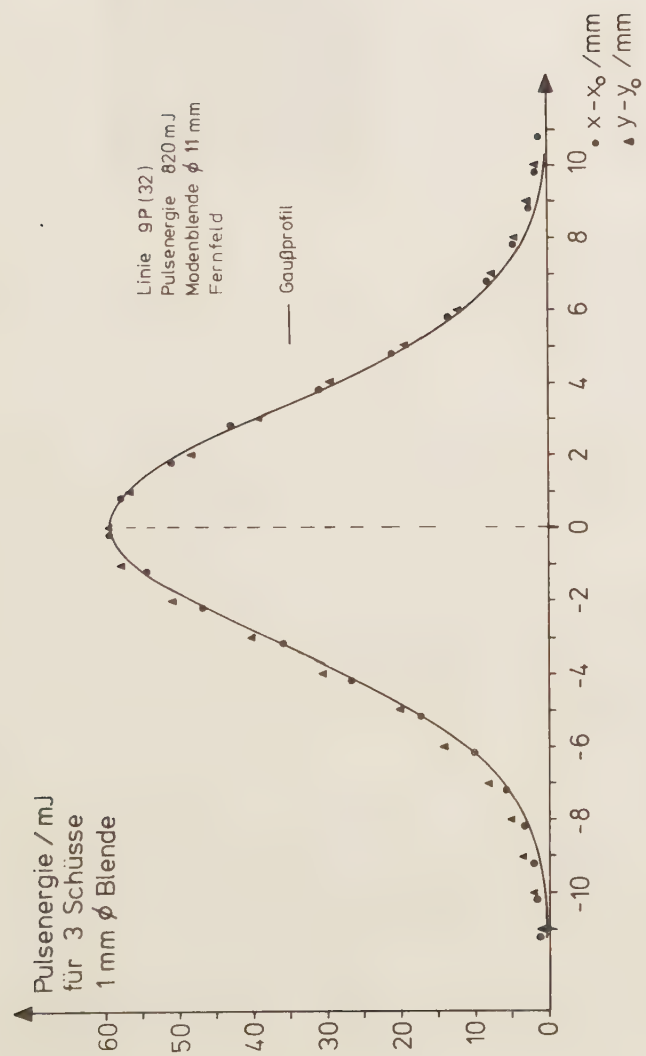


Abb. 29: Transversales Energieprofil des TEA-Lasers im Fernfeld

Pulsenergien über den Strahlradius für einen x- und y-Schnitt. Man erkennt, daß sich die Meßpunkte gut einem Gaußprofil (durchgezogene Kurve) anpassen.
Während der Laser andererseits für Aperturen >16 mm stets im transversalen Mehrmodenbetrieb arbeitet (Brennfleck auf Thermofax-Papier), existiert ein interessanter Bereich für Aperturen zwischen 11 und 16 mm Durchmesser (Fresnelzahl N_F=1.3 bis 2.8 für Modenblenden 11 bis 16 mm). Hier steigt die Pulsenergie von maximal erreichbaren 820 mJ für die 11 mm Aperturen durch Vergrößerung des Strahlquerschnitts kontinuierlich bis etwa 1.4 J an (16 mm Apertur). Ohne injection-locking arbeitet der Laser insbesondere für die größeren Aperturen fast immer im transversalen Mehrmodenbetrieb; der Grundmode schwingt nur sporadisch bei wenigen Laserschüssen an. Durch Einkopplung des Dauerstrichlasers läßt sich jedoch durch entsprechende Frequenzanpassung der Grundmode des TEA-Lasers einstellen. Dies ist in Abb. 30 für eine 12 mm Durchmesser Modenblende verdeutlicht: Für alle drei Schüsse arbeitet der TEA-Laser im longitudinalen Einzelmode (keine 65 MHz Modulation). Jedoch zeigen die Laserpulse auf den beiden oberen Spuren eine deutliche 11 MHz Modulation. Dies ist das Beaten zweier transversaler Moden, nämlich des TEM_{00} und des TEM_{01}, deren Frequenzabstand sich bei bekannten Resonatorparametern gerade zu 11 MHz errechnet.
Eine Frequenzverschiebung des TEA-Lasers von 11 MHz durch entsprechendes Ansteuern des Piezostellglieds ergibt dann glatte Pulse (untere Spur). Der Laser schwingt also jetzt in nur einem transversalen Mode, dem Grundmode, an.
Dieses Ergebnis ist in beide Richtungen reproduzierbar einstellbar. Dies zeigt, daß sich auch der transversale Mode mit dem injection-locking Verfahren kontrollieren läßt.
Nachteilig wirkt sich allerdings die Empfindlichkeit des Verfahrens aus, da der "transversale mode-lock Bereich"

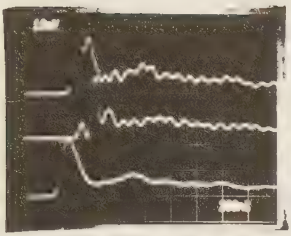


Abb. 30: 11 MHz mode-beating transversaler Moden

innerhalb des "longitudinalen mode-lock Bereiches" von ± 10 MHz nochmals beträchtlich verkleinert wird. Dies gilt insbesondere, wenn bei noch größeren Aperturen mehr als nur zwei transversale Moden anschwingen.
Für den zuverlässigen Betrieb erscheint es deshalb vorleilhafter, den transversalen Mode allein durch entsprechend kleine Aperturen im Resonator einzustellen. Dies verkleinert zwar die zur Verfügung stehende Pulsenergie, ist aber für die Frequenzanpassung von Dauerstrich- und TEA-Laser unkritischer.

Ad c) Reproduzierbarkeit der Laserpulse

Bei gut eingestellten Betriebsparametern des TEA-Lasers sind die Schuß zu Schuß Pulsenergien innerhalb von 2% konstant. Die Reproduzierbarkeit der Pulsform, also der Laserleistung über der Zeit für "glatte" Singlemode-Pulse ist gleichbedeutend mit der Frage nach der Frequenzdrift des TEA-Lasers.
Die Pulse sind solange gut reproduzierbar, wie die Modenfrequenz des TEA-Lasers nicht aus dem mode-lock Bereich

von ± 10 MHz gegenüber dem frequenzstabilen Dauerstrichlaser wegdriftet. Frequenzdriften des TEA-Lasers haben im wesentlichen zwei Ursachen:

1) Thermische Drift der Resonatorlänge, welche durch die thermisch isolierte Quarzrohrkonstruktion minimiert werden. Diese Driften lassen sich leicht messen: O h n e Pulsbetrieb wird die durch den TEA-Resonator transmittierte Leistung des Dauerstrichlasers gemessen. Mit Hilfe des Piezoantriebs werden beide Resonatoren in Resonanz gebracht, die transmittierte cw-Leistung wird dann maximal. Ein Wegdriften aus dieser Resonanz über den mode-lock Bereich hinweg dauert mindestens eine Stunde. Die thermische Drift des Resonators ist also kleiner als 1.5 µm/h.

2) Änderung des Brechungsindex:
Driften des Betriebsdrucks p und der Gastemperatur T bewirken eine Änderung der Gasdichte N und damit eine Änderung des Brechungsindex n des Lasergases. Die daraus resultierende Drift der Resonatorfrequenz ist:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_o} = -\frac{\Delta n}{n} \tag{6.2}$$

Mit $$(n-1) \approx \frac{1}{2\varepsilon_o} \sum_i \alpha_i N_i \tag{6.3}$$

folgt: $$\frac{\Delta n}{n} \approx \Delta n \approx \frac{1}{2\varepsilon_o} \sum_i \alpha_i \Delta N_i \quad (n \approx 1) \tag{6.4}$$

(ν_o Lasermittenfrequenz; n Brechungsindex; p_i, N_i, α_i Partialdruck, Dichte und Polarisierbarkeit der i-ten Gaskomponente)

Unter Verwendung der Zustandsgleichung für ideale Gase $p_i = N_i k_B T$ ergibt sich für die benutzte Gasmischung bei 760 Torr Betriebsdruck und 293 K Gastemperatur mit den in /60/ tabellierten Werten:

Temperaturabhängigkeit: $$\frac{\Delta\nu}{\Delta T} = \nu_o (n-1) \frac{1}{T} = 8 \text{ MHz/K} \tag{6.5}$$

Druckabhängigkeit : $\frac{\Delta\nu}{\Delta p} = -\nu_o(n-1)\,\frac{1}{p} = -3\ \text{MHz/Torr}$ (6.6)

Aus dieser Rechnung folgt, daß der TEA-Laser für eine gute Frequenzstabilität vor jedem Schuß genau definierte Betriebsbedingungen, also Betriebsdruck und Gastemperatur vorfinden muß. Eine Druckänderung zwischen zwei Schüssen von nur 0.4 % schiebt z.B. die Resonatorfrequenz für den folgenden Schuß bereits an den Rand des mode-lock Bereiches von $\pm$ 10 MHz. Wiederholt man jetzt die Messung unter 1) im Laserbetrieb, so verringert sich in der Tat die passive Stabilität des TEA-Lasers.

Abb. 31 zeigt die Stabilität im Pulsbetrieb. Die untere Spur ist die Überlagerung zweier Pulse innerhalb von 30 s und zeigt die sehr gute Reproduzierbarkeit. Die obere Spur zeigt in Zeitabständen von 10 min jeweils zwei Schüsse übereinander. Man erkennt, daß auch innerhalb dieser Zeitdauer die Laserpulse gut reproduzierbar bleiben.

Mit Hilfe des injection-locking Verfahrens steht somit ein Lasersystem zur Verfügung, das gut reproduzierbar glatte, d.h. Singlemode-Pulse von etwa 750 mJ Pulsenergie und 1.2 MW Leistung des Hauptpulses erzeugt.

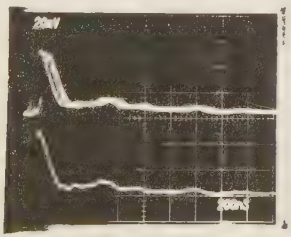


Abb. 31: Reproduzierbarkeit der Singlemode-Laserpulse

6.2. Das CO_2-TEA-Verstärkersystem

Mit Hilfe der im letzten Abschnitt behandelten injection-locking Technik steht ein Singlemode TEA-Oszillator mit ca. 700 mJ Pulsenergie und 1.2 MW Pulsleistung auf der Linie 9P(32) zur Verfügung.
Vergleicht man dies mit den 8-10 J Pulsenergie des gleichen Oszillators im (transversalen) Multimodebetrieb, so ergibt sich, daß der Singlemode Oszillatorpuls um den Faktor 10-15 verstärkt werden muß, um den 66 µm Laser mit der gleichen Pulsenergie - jetzt Singlemode - pumpen zu können. Berücksichtigt man, daß die zum Aufbau eines Verstärkersystems notwendigen optischen Bauteile (im Experiment 7 Spiegel und 6 Salzfenster) zusätzliche Verluste bringen, so ist ein Verstärkungsfaktor von etwa 20 anzustreben.
Im folgenden erweist sich, daß die Realisierung dieser Forderung nur mit erheblichem Aufwand möglich ist:
In der Endphase besteht die Verstärkerkette aus zwei Vorverstärkern mit je drei Entladungsmodulen und einem großvolumigen Endverstärker.

6.2.1. Die CO_2-TEA-Vorverstärker

Um langwierige Entwicklungsarbeiten beim Bau der TEA-Vorverstärker zu vermeiden, lehnt sich die Konstruktion weitgehend an den vorhandenen Lasertyp der K-102 Serie der Firma Lumonics an.
Dieser Typ gehört zu den UV-vorionisierten Doppelentladungs-TEA-Lasern. Abb. 32 zeigt den elektrischen Aufbau eines Entladungsmoduls. Der Entladungsmechanismus läßt sich in 3 Phasen gliedern:

1) Lade- und Zündphase

   Nach Aufladung des Kondensators C_1 (Ladespannung 30 - 40 kV) liegen Anode, Kathode und Vorionisierungsein-

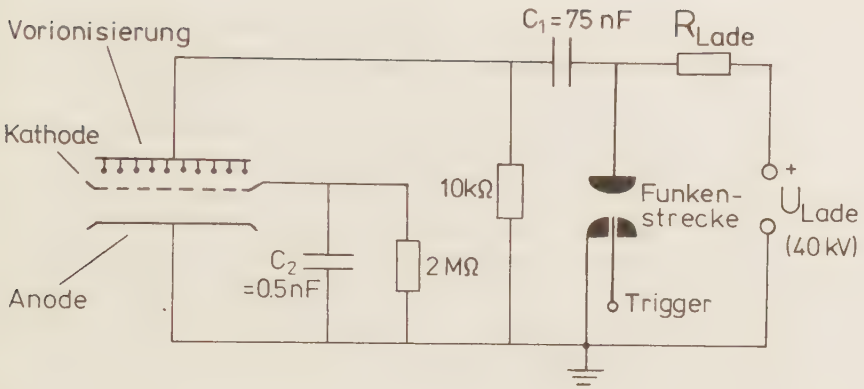


Abb. 32: Elektrischer Schaltkreis für ein Entladungsmodul

heit auf Erdpotential, die Ladespannung liegt an der Funkenstrecke. Nach Triggerung und Durchbruch der Funkenstrecke läuft die Vorionisierungseinheit auf negatives Potential.

2) Vorionisierung
In der Vorionisierungsphase bilden sich Funkenentladungen von den etwa 60 Elektroden der Vorionisierungseinheit auf die Kathode aus. Das durch diese Funken produzierte UV-Licht gelangt durch die als Lochblech ausgebildete Kathode in den Entladungsraum der Hauptentladung und bewirkt dort eine homogene Vorionisierung des Entladungsvolumens. Diese Phase ist beendet, wenn C_2 auf die Spannung von C_1 geladen ist.

3) Hauptentladung
In der Hauptentladung soll sich eine möglichst homo-

gene, bogenfreie Glimmentladung im gesamten Entladungsraum ausbilden, um so das aktive Medium effektiv zu pumpen. Da bei diesem Lasertyp die Vorionisierungsenergie und die Zeitverzögerung zwischen Vor- und Hauptentladung fest durch die Schaltkreiskapazität und -Induktivität vorgegeben ist, müssen die Betriebsparameter (Ladespannung, Wiederholungsrate, Gasmischung) gut aufeinander abgestimmt sein, um Bogenbildung in der Hauptentladung zu vermeiden. Kritischster Parameter ist die Gasmischung. Insbesondere ist ein zuverlässiger Betrieb unter 82% Heliumanteil nicht möglich.

Die Entladungselektroden

Die Entladungselektroden haben eine Länge von 50 cm, der Elektrodenabstand beträgt 33 mm, das aktive Volumen ca. 0.5 l pro Modul.
Die Elektroden wurden mit Hilfe einer in der physikalischen Werkstatt gefertigten Presse aus 0.8 mm dickem Nickelblech (für die Kathode Lochblech) gedrückt. Abb. 33 zeigt das Profil der Presse, also einen Schnitt senkrecht zur Elektrodenlängsachse. Das Profil ist auf einer Breite von 22 mm eben, daran schließen sich Kreisbögen mit 20 mm Radius an. Das ebenfalls in Abb. 33 eingezeichnete Profil der fertigen Nickelelektroden ist allerdings nicht mit dem Profil der Presse identisch, eine Folge der elastischen Rückformung des Nickelbleches. Insbesondere sind die fertigen Elektroden auch in der zentralen Zone gewölbt.
Zum Test der Elektroden wurden jeweils 2 Entladungsmodule komplett montiert und als Oszillator mit planem Cu-Spiegel und 25 m Radius Ge-Auskoppelspiegel (65% Transmission) ausgerüstet.
Im Laserbetrieb erwies sich die Elektrodenjustierung als äußerst kritisch. Zur Erzielung bogenfreier Haupt-

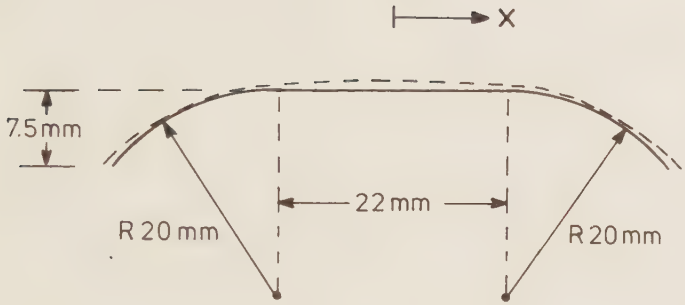


Abb. 33: Profilform der Nickelelektroden — — — —
und der Presse ————

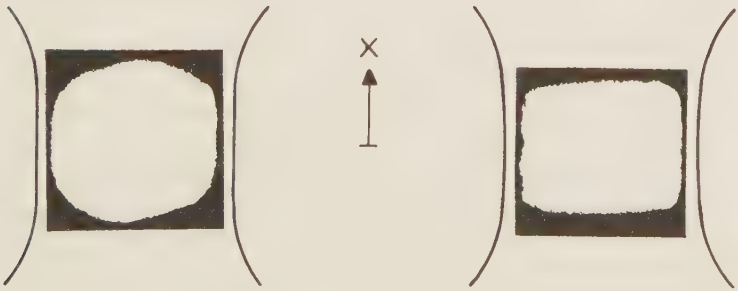


Abb. 34: Vergleich der Abbrandmuster für 10 J Schüsse
Links: Elektroden mit ebener zentraler Zone
Rechts: gewölbte Bleche (Eigenbau)
Die Koordinate x läuft senkrecht zur Entladungsrichtung, vgl. Abb. 33 .

entladungen darf der Elektrodenabstand an beliebigen Stellen, längs der Elektrodenlänge von 50 cm gemessen, um nicht mehr als 1/10 mm vom Mittelwert abweichen. Etwa die gleiche Toleranz ergibt sich für den Abstand der Vorionisierungselektroden zur Lochkathode.
Nach guter Elektrodenjustierung wurden mit der Gasmischung 86 % He, 10 % CO_2, 4 % N_2, 40 kV Ladespannung und der beschriebenen Optik 10.5 - 11 J Pulsenergie für die verschiedenen Modulpaare gemessen. Dies liegt sogar über der Pulsenergie des Lumonics Lasers mit 10.0 J bei gleichen Betriebsparametern.

Unbefriedigend dagegen war zunächst die Reproduzierbarkeit der Laserpulse. Etwa 30 % der Schüsse zeigte deutliche Bogenbildung und damit eine stark verminderte bis sogar keine Pulsenergie. Dies läßt sich folgendermaßen verstehen:

Die gekrümmte Form der Eigenbauelektroden bewirkt, daß die Ausdehnung der Entladung in x-Richtung (vgl. Abb. 33) kleiner ist als bei den Lumonics Elektroden. (Diese Elektroden sind in der zentralen Zone plan). Die Entladung brennt also für gewölbte Bleche in einer engeren Zone im Bereich der Elektrodenmitte.
Dies läßt sich durch Vergleich der entsprechenden Abbrandmuster im Nahfeld auf lackiertem Papier oder Thermofaxpapier deutlich erkennen (vgl. Abb. 34). Bei gleicher eingekoppelter elektrischer Energie und kleinerem Entladungsvolumen ist also die Energiedichte (elektrisch und optisch) für die gekrümmten Elektroden größer. Mit einer eingekoppelten elektrischen Energiedichte pro Modul von 60J/0.451 = 130J/l ist offenbar für die hier verwendete Vorionisation eine obere Grenze erreicht. Folgerichtig ist die Reproduzierbarkeit der Pulse für kleinere Ladespannungen (32 - 35 kV) und noch heliumreichere Gemische besser.
Eine entscheidende Verbesserung der Reproduzierbarkeit wurde durch den Zusatz von Tripropylamin ($C_9H_{21}N$) /61/ zur

Gasmischung erreicht. Die Dosierung des Zusatzes erweist sich jedoch als kritisch. Der Partialdruck läßt sich aus der Menge des verbrauchten (flüssigen) Tripropylamins im Verhältnis zum Gesamtgasdurchfluß über eine größere Anzahl von Betriebsstunden errechnen.
Ein Partialdruck von nur 0.08 Torr (= 0.01 % Beimengung) steigert die Reproduzierbarkeit der 10 J Schüsse auf über 95 %. Eine Verdopplung der Beimengung bewirkt schon eine deutliche Abnahme der Pulsenergie um ca. 20 %.
Bei einer Erhöhung der Beimengung um den Faktor 5 auf etwa 0.4 Torr Partialdruck ist bei weiß leuchtender Entladung keine Lasertätigkeit mehr nachzuweisen.

Nach erfolgreichem Test wurden jeweils 3 Module zu einem Verstärker zusammengesetzt und mit NaCl Brewsterfenstern abgeschlossen. Das gesamte aktive Volumen der Verstärker beträgt ca. 3 l, die gespeicherte optische Energie auf der Linie 10P(20) 30 Joule für die genannte Gasmischung.

6.2.2. Der Endverstärker

Die als Endverstärker eingesetzte Verstärkerstufe ist ein Eigenbau des Instituts für experimentelle Plasmaphysik der Ruhr Universität Bochum und wurde leihweise zur Verfügung gestellt. Eine ausführliche Beschreibung des Lasertyps und seiner Verstärkereigenschaften wird in /62/ gegeben. Die wichtigsten Daten seien deshalb hier nur kurz zusammengefaßt:

Es handelt sich um einen UV-vorionisierten Doppelentladungs-TEA-Laser. Im Gegensatz zu den in Eigenbau erstellten Vorverstärkern hat dieser Laser zwei separate Entladungskreise für die Vor- und Hauptentladung, die getrennt angesteuert werden. Die Zeitverzögerung zwischen Vor- und Hauptentladung ist also extern einstellbar. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß bei genügend gro-

der Zeitverzögerung (≥5 µs) der Heliumanteil in der Gasmischung bis herunter zu 55 % zugunsten höherer CO_2- und N_2-Anteile gesenkt werden kann. Dies führt zu Kleinsignalverstärkungskoeffizienten von maximal 4.2 %/cm.
Die massive Aluminiumkathode ist als Rogowskiprofil gefertigt. Die Anode aus feinmaschigem Edelstahlmesh ist im Bereich der Entladung eben. Hinter dem Mesh ist die Vorionisierungseinheit montiert.

Der Elektrodenabstand ist einstellbar von 40 - 85 mm, die Elektrodenlänge beträgt 80 cm. Bei einem im Experiment gewählten Elektrodenabstand von 70 mm beträgt das aktive Volumen ca. 4 Liter.
Vor- und Hauptentladung wurden zur Einsparung eines zusätzlichen Ladegerätes stets mit gleicher Spannung betrieben.

Die zur Vorionisierung bereitstehende elektrische Energie beträgt bei einer maximalen Ladespannung von 60 kV ca. 400 J. Die Hauptentladung wird von einer 2-stufigen Marxbank mit einer maximalen Spannung von $2 \times 60 = 120$ kV gespeist. Damit können ca. 800 J elektrische Energie in die Hauptentladung eingekoppelt werden. (Energiedichte 200J/l).
Die maximal im Entladungsvolumen gespeicherte optische Energie beträgt bei 60 kV Ladespannung, 75 mm Elektrodenabstand, 60 % He, 25 % CO_2, 15 % N_2 (Durchfluß 900 Nl/h) auf der Linie 10P(20) ca. 100 J, der Wirkungsgrad des Lasers also 12.5 %.

6.2.3. Betrieb und Optimierung des Pumplasersystems

Abb. 35 zeigt den schematischen Aufbau des Pumplasersystems. Der Strahlengang wurde einerseits durch die Laborgröße bestimmt, andererseits war die Höhe der optischen Achse für Oszillator und Vorverstärker (1 m) und Endverstärker (1.5 m) vorgegeben. Um die lineare Polarisation des Oszillatorstrahls (horizontal) zu erhalten, mußten alle Spiegel so

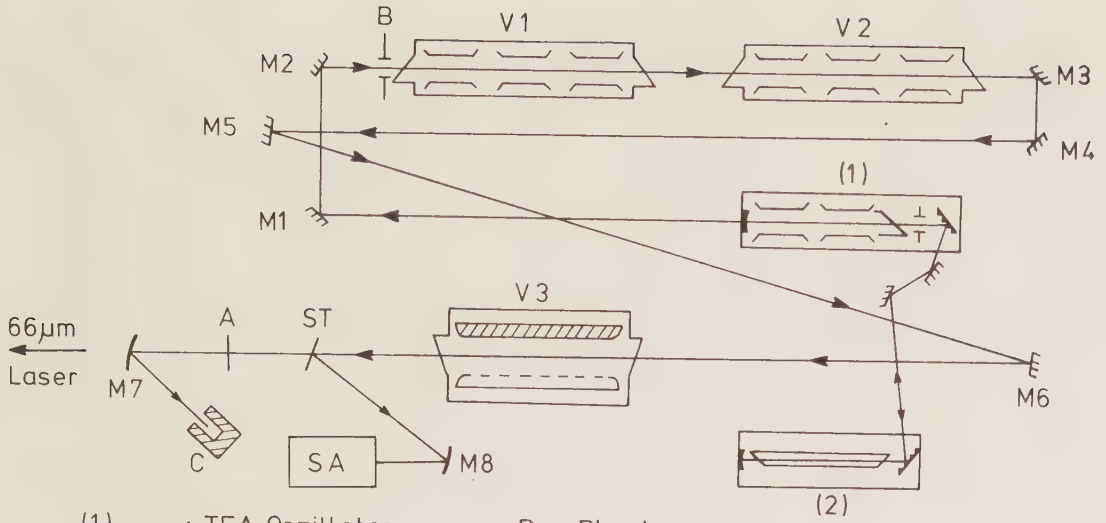


Abb. 35: Aufbau des Singlemode CO_2-Pumplasersystems
(Der Aufbau der Komponenten (1) und (2) ist in Abb. 27 näher dargestellt).

orientiert werden, daß die Polarisationsrichtung entweder senkrecht oder parallel zur Einfallsebene der Spiegel steht. In allen anderen Fällen würde der Oszillatorstrahl durch die Reflexion an den Metallspiegeln elliptisch polarisiert, was zusätzliche Reflexionsverluste am KCl-Eintrittsfenster des 66 µm Oszillators zur Folge hätte.
Ferner wurde die Divergenz des Oszillatorstrahls (0.65 mrad) ausgenutzt, um über die Länge des Lichtwegs den Strahldurchmesser an den Querschnitt der Verstärker anzupassen. Dies ist nötig, um möglichst viel von der in den Verstärkern gespeicherten optischen Energie abzurufen.

Die Komponenten (1) und (2) in Abb. 35, also TEA-Pumposzillator und angekoppelter CO_2-Dauerstrich-injection Laser wurden in Abschnitt 6.1.2. beschrieben. Über die Cu-Spiegel M1 und M2 wird der Strahl des Pumposzillators den beiden Vorverstärkern V1 und V2 zugeführt (Laufweg bis Eingang V1 ca. 7 m). Hinter V2 wird der Strahl mittels der Au-Spiegel M3 und M4 auf von 1 m auf 1.5 m Höhe gebracht. Der Laserstrahl läuft dann senkrecht über V1 und V2 zurück auf den Au-Spiegel M5.
In der Abb. 35 ist der Strahlengang zur besseren Übersicht hinter M3 um 90° gekippt eingezeichnet. Über den 4" Cu-Spiegel M6 läuft der Strahl schließlich durch den Endverstärker V3. Der Laufweg bis zum Eingang von V3 beträgt 32 m, der berechnete 1/e-Strahldurchmesser hier 42 mm.

Hinter V3 wird über einen NaCl-Strahlteiler ca. 6 % der Pulsenergie ausgekoppelt und mit einem f = 6.1 m Au-Spiegel M8 auf einen Spectrum Analyser der Firma Optical Engineering fokussiert. Hinter dem Strahlteiler kann der Laserpuls durch Kunststoffolien definiert abgeschwächt werden. Der f = 2.5 m Au-Spiegel M7 bildet den Strahl schließlich zur Messung von Pulsenergien und Energie-Verstärkungsfaktoren auf ein Kalorimeter Modell 38-0102 der Firma Scientech

(Volumenabsorber) ab. Mit Hilfe des Spectrum Analysers läßt sich die Laserlinie bestimmen, auf der das Lasersystem arbeitet. Dies ist wichtig im Hinblick auf das Selbstanschwingen der Verstärkerkette. Auf dieses Problem wird im folgenden noch eingegangen.
Der schematische Aufbau der Triggereinrichtungen ist in Abb. 36 dargestellt. Eine Relaissteuerung, welche die Spülung der Funkenstrecken automatisiert und ein Interrupt für die Mikroprozessorsteuerung des CO_2-Dauerstrichlasers steuern kann (Schutz vor elektrischen Störungen im Pulsbetrieb der Verstärker), setzt über einen Kurzschlußschalter die Triggerlogik in Gang (Eigenbau der elektronischen Werkstatt). Deren unverzögerter Ausgang triggert zum Zeitpunkt t_o einen Trigger-delay-Generator, dessen Ausgänge wiederum die 15 kV Triggergeräte für die Vor- und Hauptentladung des Endverstärkers mit definierter Zeitverzögerung zu den Zeiten t_o und t_4 ansteuern. Drei weitere Ausgänge der Triggerlogik steuern mit einstellbarer Zeitverzögerung zu den Zeiten t_1, t_2 und t_3 3 weitere 30 kV Triggergeräte (Eigenbau) zum Betrieb des Pumposzillators und der Vorverstärker an. Der Triggerpuls für den Oszillographen wird optisch über eine Photodiode, Lichtleiter und Photomultiplier in die Meßkabine eingekoppelt. Bei der Abstimmung der Triggerung traten anfangs erhebliche Probleme mit elektrischen Störungen auf, die von den Laserentladungen produziert werden. Z.B. reichte schon die Vorentladung des Endverstärkers aus, um verschiedene Triggergeräte unkontrolliert starten zu lassen. Durch geeignete elektrische Abschirmungen konnte dieses Problem jedoch gelöst werden.

Die Triggerzeitpunkte für die einzelnen Verstärker wurden für maximale Energieverstärkung eingestellt. Dabei war als Randbedingung zu beachten, daß die Zeit $(t_4 - t_o)$, also die Zeitverzögerung zwischen Vor- und Hauptentladung des Endverstärkers vorgegeben ist.

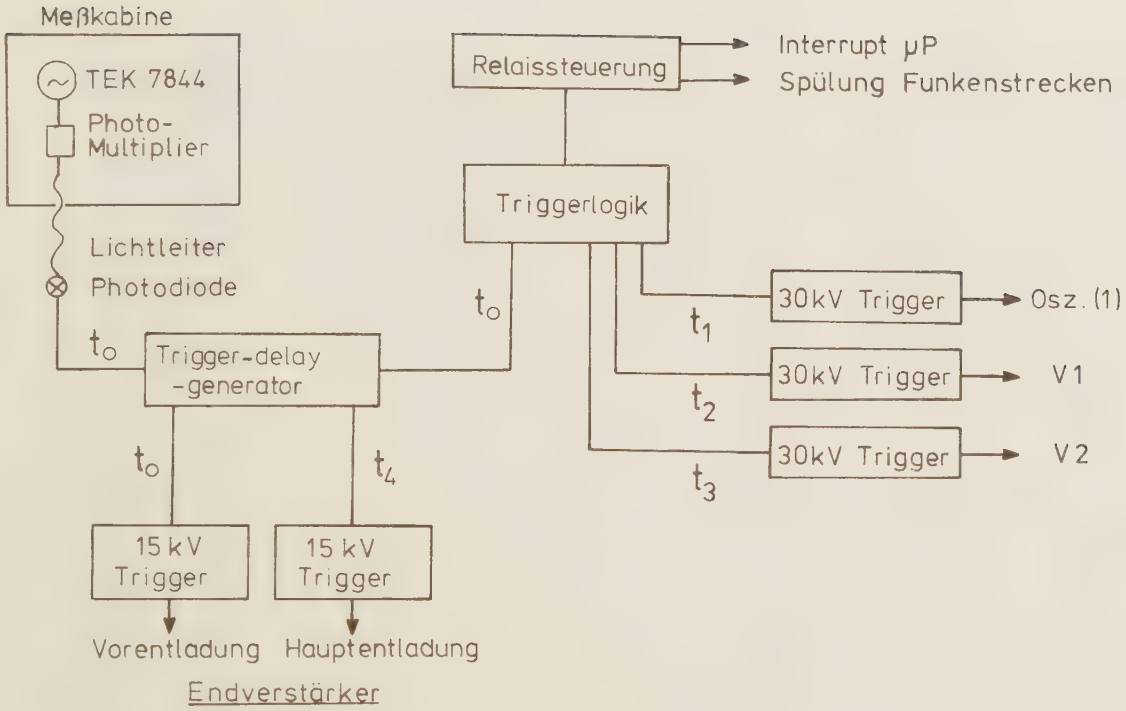


Abb. 36: Schematischer Aufbau der Triggereinrichtung

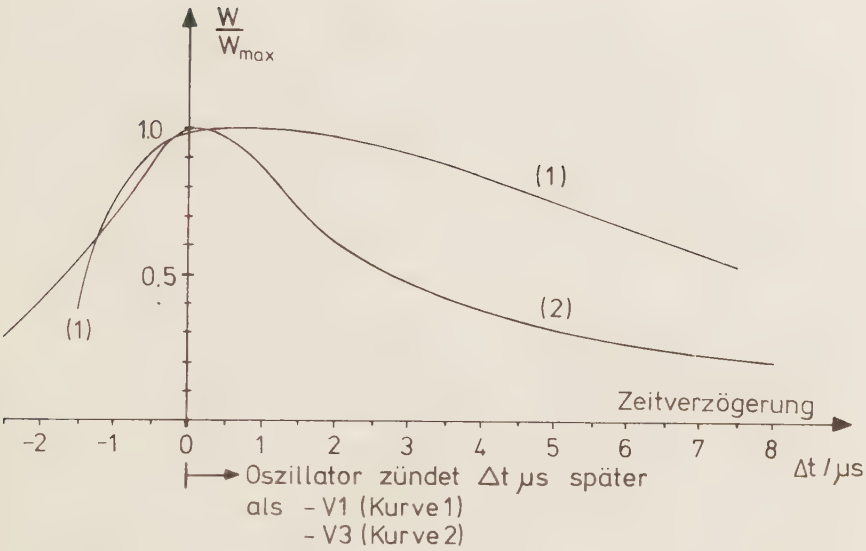


Abb. 37: Pulsenergie als Funktion der Zeitverzögerung zwischen Zündung des Oszillators und Vorverstärkers V1 (Kurve 1) sowie des Oszillators und Endverstärkers V3 (Kurve 2)

Abb. 37 Kurve (1) zeigt die Abstimmung der Triggerzeiten zwischen Oszillator und Vorverstärker V1. Aufgetragen ist die hinter V1 ausgekoppelte relative Pulsenergie W/W_{max} in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Einsatz der Entladungen von Oszillator und V1. Die Messung zeigt, daß für maximale Verstärkung der Oszillator etwa zwischen 0 und 1.5 μs später als der Vorverstärker gezündet werden muß. Analoge Messungen ergaben, daß der zweite Vorverstär-

ker V2 synchron mit V1 gezündet werden muß.
Für die Zeitverzögerung zwischen Einsatz der Oszillatorentladung und der Hauptentladung des Endverstärkers V3 gilt entsprechend die Kurve (2) der Abb. 37. Man erkennt, daß die Pulsenergie hinter V3 maximal wird, wenn Oszillatorentladung und Hauptentladung gleichzeitig zünden. Aus Messungen mit dem injection-locking Verfahren ist bekannt, daß der o p t i s c h e Puls des freilaufenden Oszillators 1.6 µs nach Einsatz der elektrischen Entladung ausgekoppelt wird. Aus Abb. 37, Kurve (2) folgt dann, daß für maximale Energieverstärkung der Oszillatorpuls 1.6 µs nach Einsatz der Hauptentladung in den Endverstärker einlaufen muß. Laufzeiten der Laserpulse ($\approx$ 100 ns) brauchen für diese Zeitskala nicht berücksichtigt zu werden.

Die gleiche Kurve (2), Abb. 37 ergibt sich auch dann, wenn zusätzlich die Vorverstärker V1 und V2 zugeschaltet werden. Unter Berücksichtigung der Zeitverzögerungen der verschiedenen Triggergeräte erfolgt dann die Ansteuerung der einzelnen Laser zu den Zeiten (vgl. Abb. 36):

t_o = 0 µs Vorentladung V3
t_3 = 1.8 µs Vorverstärker V2
t_2 = 2.2 µs Vorverstärker V1
t_1 = 3.0 µs Oszillator
t_4 = 5.5 µs Hauptentladung V3

Messung der Energieverstärkung

Zur Messung der Energieverstärkung der Verstärkerkette sind folgende Anmerkungen zu machen :

- Die Messung der Pulsenergien erfolgte für alle Verstärkerstufen stets hinter V3, also mit dem in Abb. 35

dargestellten Aufbau. Die Pulsenergien direkt hinter den einzelnen Verstärkerstufen sind wegen Fenster- und Spiegelverlusten höher. Die Verstärkungsfaktoren ergeben sich als das Verhältnis Pulsenergie mit Betrieb der Verstärkerstufe(n)/Pulsenergie des Oszillators, gemessen hinter V3. Da für beide Messungen gleiche Verluste auftreten, entspricht dies der üblichen Definition des Energieverstärkungsfaktors $G = W_{aus}/W_{ein}$ (W = Pulsenergie).

- Der Vorverstärker V1 wurde nur mit 2 Modulen betrieben. Ein Modul mußte wegen häufiger Bogenbildung - wahrscheinlich als Folge einer Elektrodendejustierung - abgeschaltet werden. Oszillator und beide Vorverstärker wurden aus einer gemeinsamen Gasmischbatterie mit 85 % He, 12 % CO_2, 3 % N_2 gespeist. (Pulsform für dieses stickstoffarme Gemisch siehe Abschnitt Pulsleistung).
  Die Ladespannung betrug 32 kV.

- Der Endverstärker wurde mit nur 50 kV Ladespannung betrieben, da Probleme mit den Funkenstrecken der Marxbank auftraten. Diese Ladespannung erforderte einen relativ hohen Heliumanteil von 70 %.

- Die Pulsrate betrug 2 Schuß/min.

Die beiden Spalten rechts in Abb. 38 listen die erzielten Pulsenergien sowie die Verstärkungsfaktoren G bei Betrieb aller in der betreffenden Reihe eingezeichneten Verstärkerstufen auf. Die unter V2 und V3 in Klammern gesetzten Werte sind die Verstärkungsfaktoren G dieser Stufen bei Einkopplung der Pulsenergie der vorausgehenden Stufe(n). Man erkennt, daß die Verstärkungsfaktoren G der einzelnen Stufen mit steigender Pulsenergie des Eingangspulses abnehmen. Dies zeigt an, daß die Verstärker in den Bereich der Sättigungsverstärkung gefahren werden.

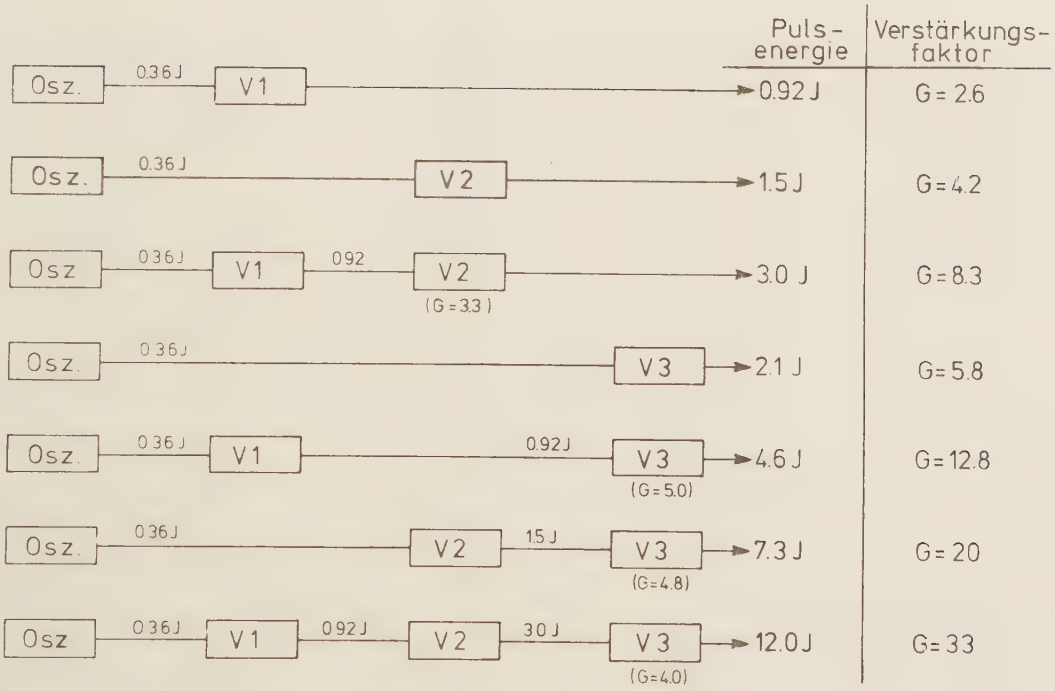


Abb. 38: Pulsenergien und Energieverstärkungsfaktoren für die einzelnen Verstärkerstufen

Für den oben geschilderten moderaten Betrieb des Verstärkersystems wurden zuverlässig 12 J auf der Linie 9P(32) bei einem Energieverstärkungsfaktor G = 33 erzielt.

Pulsleistung:

Zur Messung der Pulsleistung wurde der Laserstrahl hinter der Verstärkerkette mittels NaCl-Strahlteiler und bedarfsweise Kunststoffolien abgeschwächt und mit einem Hohlspiegel auf einen Detektor abgebildet, der wegen der großen Störfelder im Laserpulsbetrieb in der Meßkabine montiert werden mußte.

Zur Messung standen zwei Photon-drag Detektoren gleicher Bauart sowie der schnelle pyroelektrische Detektor KT 1520 (vgl. Abschnitt 6.1.2.) zur Verfügung.

Abb. 39, Photo 1 - 5 zeigt die Singlemode- Laserpulse, gemessen mit einem Photon-drag Detektor, unter fortlaufender Zuschaltung der Verstärkerstufen V1 - V3. Um eine Sättigung des Detektors zu verhindern, wurden beim Zuschalten von V2 und V3 verschiedene Abschwächfolien in den Strahlengang gebracht, d.h. aus den Detektorsignalen auf den Photos 1 - 5 kann nicht direkt auf die entsprechenden Pulsleistungen geschlossen werden. Die Bestimmung der Pulsleistung geschieht durch (graphische) Integration der Laserpulse unter Zuordnung der gemessenen Pulsenergien aus Abb. 38.

Die Halbwertsbreite des Hauptpulses verkürzt sich von 150 ns für den Oszillatorpuls bis auf 120 ns bei Betrieb aller Verstärkerstufen als Folge der Sättigungsverstärkung /61/: Während der Pulsbeginn an jeder Stelle der Verstärker die maximale Besetzungsinversion vorfindet (Kleinsignalverstärkung), ist für nachfolgend einlaufende Pulsabschnitte

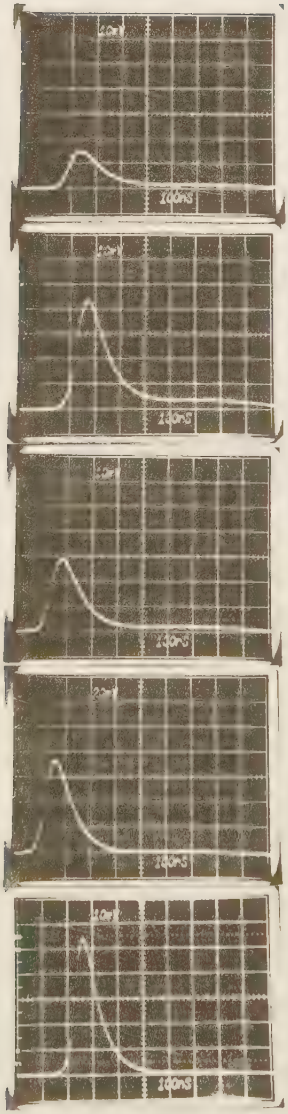


Photo 1 Oszillatorpuls	1.5 MW/div
Photo 2 Osz. + V1	1.35 MW/div
Photo 3 Osz. + V2	3.5 MW/div
Photo 4 Osz. + V1+V2	7.4 MW/div
Photo 5 Osz. + V1+V2+V3	20 MW/div

Abb. 39: Singlemode Pulse bei Zuschalten der Verstärkerstufen V1 - V3, gemessen mit einem Photon-drag Detektor. Zur Skalierung der Leistungsachse siehe Text.

die Besetzungsinversion bereits vermindert; dies um so mehr, je länger die durchlaufende Verstärkerlänge ist, d.h. je deutlicher der Pulsanfang bereits den Bereich der Kleinsignalverstärkung überschritten hat.
Der Puls steilt sich auf und wird zeitlich kürzer, die Leistung des Pulsschwanzes nimmt ab. Infolgedessen ist der Verstärkungsfaktor für die Pulsleistung größer als der entsprechende Energieverstärkungsfaktor.

Auffällig bei allen Pulsen in Abb. 39 ist der sehr niedrige Pulsschwanz. Obwohl diese Messungen mit einer stickstoffarmen Gasmischung gefahren wurden (3 % N_2, 12 % CO_2), ist bezüglich der vom Photon-drag Detektor gemessenen Pulsform Skepsis angebracht. Hinweise, daß Photon-drag Detektoren i.a. ein zu großes Leistungsverhältnis von Hauptpuls zu Pulsschwanz anzeigen, erhielten auch Decker et al. /63/ beim Vergleich verschiedener Photon-drag Detektoren mit Ge-Hg- und Ge-Au-Photowiderständen.
Um dieser Frage weiter nachzugehen, wurde der Laserpuls mit einem zweiten NaCl-Strahlteiler und Hohlspiegel auf den pyroelektrischen Detektor abgebildet. Mit dieser Anordnung konnte also derselbe Laserpuls synchron mit 2 Detektoren gemessen werden.

Abb. 40 zeigt das Ergebnis beim Betrieb des Oszillators mit V1 und V2. Der pyroelektrische Detektor (obere Spur) mißt neben dem Hauptpuls einen Pulsschwanz von 1 µs Länge, die Energieaufteilung von Hauptpuls zu Pulsschwanz ist etwa 1 : 1. Die untere Spur zeigt denselben Laserpuls, gemessen mit dem zweiten zur Verfügung stehenden Photon-drag Detektor. Hier konzentriert sich nahezu die gesamte Pulsenergie im Hauptpuls. Ein Vergleich mit Photo 4 der Abb. 39, das unter gleichen Bedingungen aufgenommen wurde, zeigt, daß die Anzeigen der beiden Photon-drag Detektoren wiederum nur wenig voneinander abweichen.

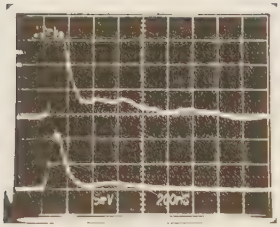


Abb. 40: Laserpuls, synchron gemessen mit einem pyroelektrischen Detektor (obere Spur) und einem Photon-drag Detektor (untere Spur)

In Abb. 39 sind die aus den Photos 1 - 5 ausgewerteten, also die mit dem Photon-drag Detektor gemessenen Pulsleistungen in MW/div aufgelistet. Dieser Detektor wurde auch als Monitordetektor beim Singlemode-Pumpen des D_2O-Oszillators (Abschnitt 7.) benutzt, da der pyroelektrische Detektor zur Messung der 66 µm Pulse eingesetzt wurde.
Geht man jedoch von der (plausiblen) Annahme aus, daß die richtige Pulsform des CO_2-Pumplaserpulses durch den pyroelektrischen Detektor wiedergegeben wird, d.h., daß sich die Pulsenergie zu etwa gleichen Teilen auf Hauptpuls und Pulsschwanz aufteilt (vgl. Abb. 40, obere Spur), so ist die tatsächliche Leistung im Hauptpuls um einen Faktor 2 geringer als in Abb. 39 aufgelistet.

Selbstanschwingen

Eine Verstärkerkette schwingt selbst an, wenn sie sich o h n e Einkopplung eines Oszillatorpulses selbst erregt. Um zu untersuchen, ob sich aus der Anordnung von Verstärkerkette und 66 µm Oszillator eine Resonatorkonfiguration ergibt, die das Selbstanschwingen ermöglicht, wurde der Hohlspiegel M7 (Abb. 35) entfernt und der Strahlengang in den 66 µm Oszillator eingekoppelt. Vor dessen hinterem Cu-Spiegel wurde der Teflon-Lichtsumpf für die Pumpstrahlung eingesetzt (vgl. Abb. 21), da andernfalls durch den rücklaufenden Puls eine Zerstörung von optischen Bauteilen zu erwarten ist, die sich in Brennpunktnähe des Cu-Spiegels befinden.

Nur beim Pulsen aller Verstärkerstufen schwingt die Verstärkerkette selbst an. Das Abschalten einer der Verstärkerstufen V1, V2 oder V3 verhindert das Selbstanschwingen. Als Resonatorkonfiguration wurde dabei das Auskoppelfenster des Pumposzillators (65 % Reflexion) und der KCl-Spiegel des 66 µm Oszillators (8 % Reflexion) nachgewiesen. Wird also eines dieser Bauteile abgeblockt und damit die Rückkopplung verhindert, kann sich die Verstärkerkette nicht selbst erregen.

Mit Hilfe des Strahlteilers ST und des Spiegels M8 in Abb. 35 wurde ein Bruchteil des Strahlungsfeldes auf den Spectrum Analyser abgebildet. Wie erwartet zeigte sich, daß die Verstärkerkette auf dem CO_2- Übergang mit der höchsten Verstärkung, nämlich 10P(20) mit $\lambda = 10.6$ µm anschwingt. Nur sporadisch wurden auch benachbarte Linien von 10P(20) beobachtet.

Zur Messung der Pulsenergie wurde der Spectrum Analyser durch das Kalorimeter ersetzt. Die Pulsenergien der selbstanschwingenden Verstärkerkette entsprachen denen des ver-

stärkten Oszillatorpulses. Sie konnten jedoch durch das Einbringen einer 15 mm Blende vor den Eingang von V1 erheblich reduziert werden (vgl. Abb. 35). Diese Blende behindert den in das Verstärkersystem einlaufenden Oszillatorpuls nicht, führt aber in der beschriebenen Resonatorkonfiguration für die Verstärkerkette zu hohen Beugungsverlusten (Fresnelzahl ≈ 0.6).

Bei Einkopplung des Oszillatorpulses in das Verstärkersystem wurde auf dem Spectrum Analyser nur die Linie 9P(32), auf die der Oszillator abgestimmt war, beobachtet. Dies bedeutet, daß der Oszillatorpuls in die Sättigungsverstärkung gelangt ist, bevor die Verstärkerkette auf der Linie 10P(20) selbstanschwingen kann.

Dafür sind zwei Gründe entscheidend:

1) Die Abstimmung der Triggerzeiten:
   Die einzelnen Verstärkerstufen erreichen erst dann ihr Verstärkungsmaximum, wenn der Oszillatorpuls bereits einläuft.

2) Für die Resonatorkonfiguration, die ein Selbstanschwingen ermöglicht (Auskoppelspiegel Pumposzillator-KCl-Spiegel D_2O-Laser), beträgt die Laufzeit für einen kompletten Umlauf (2×40 m) etwa 270 ns. Dies ist etwa einen Faktor 4 länger als die Anstiegszeit des Oszillatorpulses. Damit gelangt der Oszillatorpuls durch Einwegverstärkung längs der Verstärkerkette auf der Linie 9P(32) in die Sättigung noch bevor sich das System selbsterregt.

Selbstanschwingen der Verstärkerkette stellt also in dem beschriebenen Versuchsaufbau kein ernsthaftes Problem dar.

Mit diesen Messungen wurde der Aufbau und die Erprobung des CO_2-Pumplasersystems zunächst abgeschlossen. Mit dem in Abb. 35 dargestellten Aufbau, also einem System aus 5 Lasern, ist es gelungen, energiereiche und leistungsstarke Singlemode-Pulse auf der Laserlinie 9P(32) zu erzeugen.

7. Singlemode-Pumpen des 66 µm Oszillators

Im Anschluß an den Aufbau und erfolgreichen Test des Singlemode-CO_2-Pumplasersystems in Abschnitt 6. wurde dessen Strahlungsfeld in den 66 µm Oszillator eingekoppelt.
Dieser Abschnitt beschreibt die Vermessung der Lasereigenschaften des FIR-Oszillators. Insbesondere wird untersucht, unter welchen Bedingungen Singlemodebetrieb des 66 µm Lasers möglich ist.
Es folgt ein Vergleich der Ergebnisse mit Rechnungen von Panock und Temkin /68/ (1977), die im Hinblick auf optisch gepumpte Laser die Wechselwirkung zweier off-resonanter Laserfelder mit einem molekularen Drei-Niveau System untersucht haben.

7.1. Der Versuchsaufbau

Abb. 41 zeigt den schematischen Aufbau der Versuchsanordnung, die sich an den in Abb. 35 dargestellten Aufbau des Pumplasersystems anschließt.
Über den NaCl-Strahlteiler ST werden ca. 6 % der Pumpstrahlungsleistung ausgekoppelt und mit dem Hohlspiegel M1 nach (bedarfsweiser) Abschwächung durch Kunststoffolien auf den Photon-drag Detektor D1 abgebildet, der in einer Meßkabine installiert ist. D1 dient als Monitordetektor bei zeitaufgelösten Messungen der FIR-Pulse.
Über den Spiegel M2 wird der CO_2-Pumpstrahl in den 66 µm Oszillator eingekoppelt.
Der über den KCl-Reststrahlenkristall ausgekoppelten 66 µm Strahl wird zur Absolutmessung von Pulsenergien hinter dem Teflon-Auskoppelfenster mit dem Spiegel M3 (f = 40 cm) auf das für 66 µm kalibrierte Scientech Kalorimeter fokussiert, das für diese Messungen thermisch abgeschirmt ist.
Entfernt man M3, wird der Strahl durch den Planspiegel M4 (unterhalb des Pumpstrahls) in die Meßkabine gelenkt und dort mit dem f = 15 cm Spiegel M5 auf den Detektor abgebil-

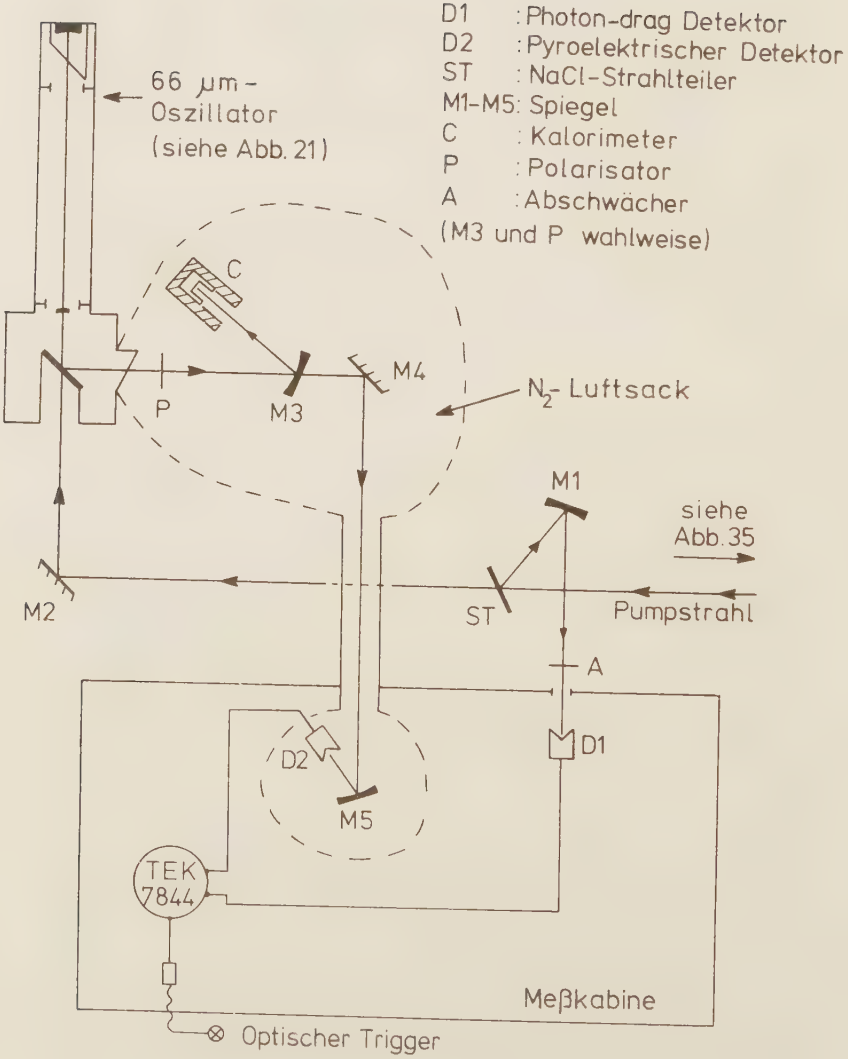


Abb. 41: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

det, der die 66 µm Pulse zeitaufgelöst mißt. Bei entsprechender Beschaltung dient D2 auch zur Relativmessung von Pulsenergien.
Für zeitaufgelöste Messungen war der Einsatz eines pyroelektrischen Detektors mit integriertem Vorverstärker und einer Breitband-Beschichtung für den FIR-Spektralbereich vorgesehen. Im Pulsbetrieb zeigte sich jedoch, daß die Anstiegszeit des Detektors bedeutend größer war als der spezifizierte Wert von $\lesssim 5$ ns. Die Messung von beat-Signalen war also mit diesem Detektor nicht möglich.
Statt dessen wurde für zeitaufgelöste Messungen des 66 µm Pulses der schon in Abschnitt 6.1.2. benutzte schnelle pyroelektrische Detektor der Fa. Laser Precision (Anstiegszeit <1 ns) benutzt. Dieser recht unempfindliche Detektor ist speziell für die hohen Leistungsdichten gepulster CO_2-TEA-Laser entwickelt. Das Maximum der spektralen Empfindlichkeit liegt bei 10 µm, die Empfindlichkeit bei 66 µm ist nicht bekannt. Pumppuls und FIR-Puls werden auf einem 2-Strahl Oszillographen (TEK 7844) abgebildet, dessen Triggerpuls optisch in die Meßkabine eingekoppelt wird (vgl. Abb. 36).

Zur Messung des Polarisationszustandes wird am Ausgang des Lasers ein Polarisator (grid polariser) in den Strahlengang gebracht.
Die gesamte FIR-Meßanordnung befindet sich in einem N_2-gefluteten Luftsack: Nach Dodel /69/ beträgt der Absorptionskoeffizient von Wasserdampf in atmosphärischer Luft (20.5°C, 53 % relative Luftfeuchtigkeit) 0.028 cm^{-1} für die 66 µm Wellenlänge. Bei 1.7 m Lichtweg (Laserausgang - D2) wäre also die Transmission des Laserstrahls durch atmosphärische Luft unter den genannten Bedingungen <1 %.

7.2. FIR-Pulsenergie

Abb. 42 zeigt die ausgekoppelte Pulsenergie des 66 µm Oszillators in Abhängigkeit von der eingekoppelten Energie-

dichte des Pumpstrahls (Betriebsdruck 6.5 Torr D_2O, Verluste durch das Teflon-Auskoppelfenster nicht berücksichtigt). Die Variation der Pumpenergie wurde durch den Betrieb verschiedener Verstärkerkombinationen der CO_2-Verstärkerkette, sowie durch Benutzung eines Abschwächers realisiert.
Die Pumpenergiedichte errechnet sich aus dem Anteil der Gesamtpulsenergie am Eingang des FIR-Lasers, der innerhalb eines 40 mm Strahldurchmessers - zentriert um die Strahlachse - liegt. Dies ist nämlich der Bruchteil der Pumpstrahlung, der eingeschränkt durch Modenblenden das Modenvolumen des 66 µm Oszillators pumpt. Dieser Bruchteil wurde experimentell bestimmt.
Bei Betrieb des Pumposzillators allein sind dies 75 %. Als theoretische Werte ergeben sich für den Pumposzillator 0.65 mrad Strahldivergenz und bei 38 m Laufweg ein 1/e Strahldurchmesser von 2w = 50 mm am Meßort. Für das Gaußprofil des Oszillatorstrahls (vgl. Abb. 29) errechnet sich der Anteil der Pulsenergie innerhalb eines a = 20 mm Radius mit $W(a)/W_\infty = 1 - \exp(-2a^2/w^2)$ zu 72 % in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert.

Bei Zuschaltung verschiedener Verstärkerstufen vermindert sich der Bruchteil der Pulsenergie innerhalb einer 40 mm Kreisblende bis auf 66 % bei Betrieb aller Verstärkerstufen, das radiale Strahlprofil wird also flacher und breiter.
Dieser Effekt ist bekannt: Sobald der Bereich der Kleinsignalverstärkung überschritten wird, sinkt die Verstärkung des aktiven Mediums mit steigender Energiedichte (Sättigung). Da aber die Energiedichte des Laserpulses eine Funktion des Ortes im Strahlquerschnitt ist, folgt, daß für einen Gaußstrahl die Verstärkung nahe der Strahlachse kleiner ist als in den Flügeln des Strahlprofils.

Bei der Bestimmung der Pumpenergiedichten am Eingang des Oszillators wurden die entsprechenden Anteile des Pump-

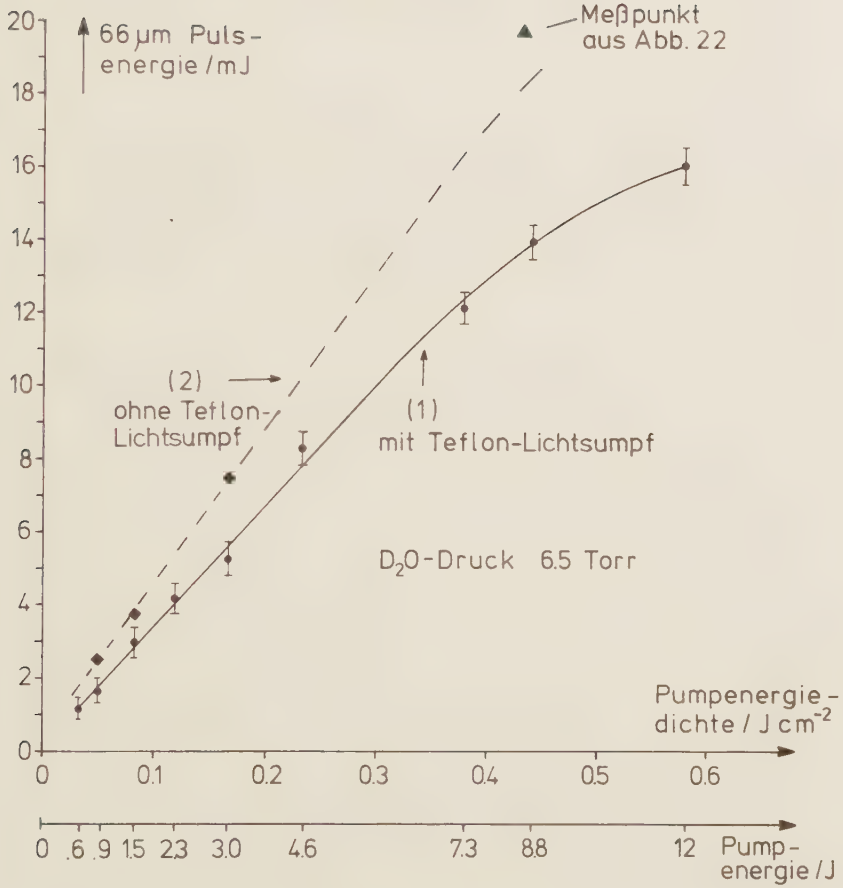


Abb. 42: 66 µm-Pulsenergie in Abhängigkeit von der eingekoppelten Energiedichte des Pumplasers. (Die beiden Abszissen sind einander nicht proportional, siehe Text).

strahls innerhalb des ø 40 mm Querschnitts eingerechnet (75 - 66 %), die beiden Abszissen in Abb. 42 sind also einander nicht proportional. Ferner wurden 8 % Reflexionsverluste durch den Strahlteiler ST und den Spiegel M2 (Abb. 41) angenommen.

Die Meßkurve (1) aus Abb. 42 steigt zunächst linear mit der Pumpenergiedichte an. Das Abflachen der Kurve oberhalb von 0.4 J/cm^2 Energiedichte zeigt jedoch deutlich Sättigungseffekte an. Das Maximum der 66 µm-Pulsenergie lag bei 16 mJ. Die Meßwerte sind für 5 Schuß gemittelt. Sie streuen um typisch 10 % um den Mittelwert.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergaben sich gleiche FIR-Pulsenergien für Singlemode- und Multimode-Pumpen. Der Singlemodebetrieb des Pumplasersystems wurde dazu auf dem Monitor-Detektor D1 (Abb. 41) nachgewiesen. Für Multimodebetrieb wurde der Strahl des Dauerstrich-Lasers abgeblockt.
Beim Pumpen mit dem 9.5 J Multimodestrahl des Pumposzillators wurden 20 mJ für 6.5 Torr D_2O-Druck erzielt (Abb. 22). Der entsprechende Meßpunkt ist in Abb. 42 eingezeichnet. Die Abweichung dieses Meßpunktes von der jetzt gemessenen Kurve (1), Abb. 42 ist auf den Teflon-Lichtsumpf zurückzuführen, der für diese Messungen eingebaut war. Für schwache Pumpenergien ($\leq$ 3 J) konnte die Teflonfolie entfernt werden, ohne Selbstanschwingen der Verstärker oder Beschädigung optischer Bauteile befürchten zu müssen.
Die ohne Teflon- Lichtsumpf erzielten FIR-Pulsenergien (Kurve (2)) liegen ca. 30 % über den entsprechenden Meßpunkten mit Lichtsumpf (Kurve (1)). Man erkennt, daß auch der Meßpunkt aus Abb. 22 jetzt gut auf der extrapolierten Kurve (2) liegt.
Die Teflonfolie verursacht nur geringe Absorptions- und Reflexionsverluste für die 66 µm Laserstrahlung. Dies läßt den Schluß zu, daß die verminderte FIR-Pulsenergie bei eingebautem Lichtsumpf auf das Einweg-Pumpen des Oszillators zurückzuführen ist.

Ohne Lichtsumpf wird der vom D_2O-Dampf nicht absorbierte Teil der Pumpstrahlung (ca. 50 %) durch den hinteren Laserspiegel zurückreflektiert und pumpt das Medium offenbar effektiver.

Für drei Energiedichten des Pumplasers ist in Abb. 43 die 66 µm Pulsenergie in Abhängigkeit vom D_2O-Betriebsdruck aufgetragen. Die FIR-Pulsenergien wurden mit dem pyroelektrischen Detektor D2 im integrierenden Mode gemessen und sind in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Die absolu-

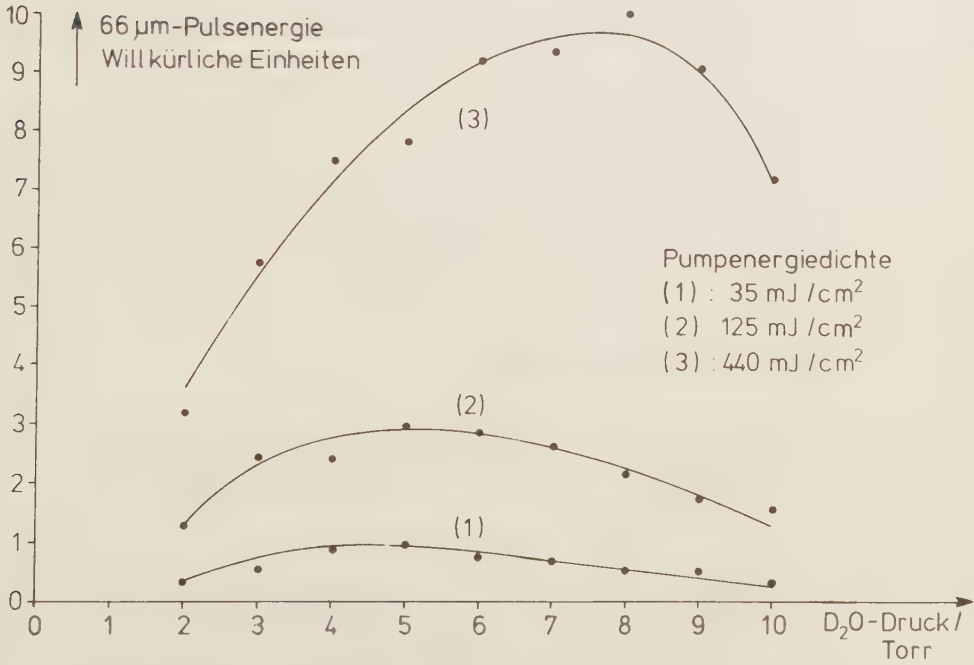


Abb. 43: 66 µm-Pulsenergie in Abhängigkeit vom D_2O-Betriebsdruck für verschiedene eingekoppelte Energiedichten des Pumplasers.

ten Energien für 6.5 Torr lassen sich mit Hilfe von Abb. 42, Kurve (1) zuordnen. Auch hier ergeben sich gleiche Ergebnisse für Singlemode- und Multimode-Pumpen.
Man erkennt aus Abb. 43, daß höhere Pumpenergiedichten höhere D_2O-Betriebsdrucke zur Maximierung der FIR-Pulsenergie erfordern, ein Ergebnis, das auch aus den Messungen der Superradianz in Abschnitt 4. gewonnen wurde.

Aufschlußreich ist der Vergleich der Kurve (3), Abb. 43 mit der Meßkurve (1), Abb. 22. Beide Kurven zeigen die 66 µm Pulsenergie in Abhängigkeit vom D_2O-Druck für etwa gleiche Energiedichte des Pumplasers (ca. 0.4 J/cm^2).

Ohne Lichtsumpf (Abb. 22) wurde das Maximum der 66 µm Pulsenergie bei einem deutlich kleineren Betriebsdruck erzielt.
In Abschnitt 4. wurde gezeigt, daß die FIR-Pulsenergie und der Absorptionswirkungsgrad für die Pumpstrahlung ihr Maximum beim gleichen D_2O-Druck haben. Daraus folgt das plausible Ergebnis, daß der Absorptionswirkungsgrad für eine Zweiweg-Absorption sein Maximum bei kleinerem Druck erreicht als bei der Einwegabsorption.

7.3. Polarisationszustand

Der Polarisationszustand des CO_2-Pumpstrahls am Eingang des 66 µm Oszillators wurde mit Hilfe zweier hintereinander gesetzter, im Brewsterwinkel (56°) angeordneter NaCl-Platten gemessen.
Die Transmission des Pumpstrahls für horizontal ausgerichtete Einfallsebene betrug T = 1 im Rahmen der Meßgenauigkeit, die für senkrecht ausgerichtete Einfallsebene T = 55 % in Übereinstimmung mit den Fresnel-Formeln für linear polarisiertes Licht. Im Rahmen der Meßgenauigkeit dieser Meßmethode ergibt sich also, daß der Pumpstrahl vollständig (hori-

zontal) linear polarisiert ist, wie dies durch die Anordnung der optischen Bauteile (Gitter, Spiegel, Brewsterfenster) erwartet wurde.
Der Polarisationszustand der FIR-Strahlung wurde mit einem FIR-Polarisator (grid polariser, spektraler Bereich 50-1000 µm) der Fa. Specac gemessen.

Die Transmission dieses Polarisators für Strahlung mit elektrischem Feldvektor senkrecht zur angegebenen Durchlaßrichtung wird zu < 3 % angegeben.
Relativmessungen der 66 µm Pulsenergie mit dem pyroelektrischen Detektor D2 für die Polarisationsrichtungen parallel und senkrecht zum Pumpstrahl ergeben ein Verhältnis von 9 : 1, d.h. 90 % der 66 µm Strahlung sind parallel zum Pumpstrahl polarisiert.
Dieses Ergebnis ist unabhängig von der Ausrichtung des Teflon-Lichtsumpfes (senkrechter Einfall, Brewsterwinkel mit parallel und senkrecht zur Polarisationsrichtung orientierter Einfallsebene).

Das Ergebnis der Messung stimmt überein mit den Polarisationsregeln für Dipolübergänge polarer Moleküle /21,70/, wonach für Übergänge mit geradem "Netto ΔJ" ($\Delta J(1 \rightarrow 3) - \Delta J(3 \rightarrow 2)$, vgl. Abb. 7 und Abb. 18) die FIR-Strahlung parallel zur Pumpstrahlung polarisiert ist.

7.4. Strahldivergenz

Das radiale Strahlprofil des 66 µm Lasers wurde mit dem pyroelektrischen Detektor mit vorgesetzter 1 mm Blende in der Brennebene eines f = 0.5 m Spiegels für einen x- und y-Schnitt abgefahren. Trotz sorgfältiger He-Ne-Laser Justage des Resonators ergaben sich asymmetrische Strahlprofile. Dies bestätigt die Empfindlichkeit des konfokalen "positive branch" Resonators gegen Spiegelverkippung.
Eine weitere Verbesserung der Spiegeljustierung ist nur noch nach der "trial and error" Methode möglich. Da das Abfahren

eines x- und y-Schnitts mindestens 100 Schuß erfordert, die ausgekoppelte Pulsenergie aber schon durch einfache He-Ne-Laser Justage optimiert war, wurden die Bemühungen an einem gewissen Punkt eingestellt.
Die halbe 1/e-Breite eines Strahlprofils in der Brennweite f eines sphärischen Spiegels ist $\vartheta \cdot f$. Aus den gemessenen Profilen ergibt sich die Strahldivergenz zu $\vartheta = 8 \pm 2$ mrad. Beugungsringe konnten nicht aufgelöst werden.
Die gemessene Strahldivergenz ist groß gegen den Wert von 1.65 mrad, der sich aus den Resonatorparametern errechnet (vgl. 5.2.).
Dafür können im wesentlichen zwei Gründe verantwortlich sein:

- Die Verstärkung des 66 µm Oszillators ist nicht homogen über den Strahlquerschnitt, sondern nimmt zum Rand hin ab. Dies führt nach Freiberg /41/ zu einer Vergrößerung der Strahldivergenz eines instabilen Resonators.
- Strahldeformation durch das Teflon-Auskoppelfenster. Das 2.3 mm dicke Teflonfenster dichtet das Laser-Vakuumgefäß gegen Atmosphärendruck ab und verformt sich durch den beaufschlagten Druck erheblich. Die Wirkung des deformierten Fensters als Zerstreuungslinse für den ausgekoppelten FIR-Strahl ist einleuchtend.
  Ferner ist nicht sicher, ob die Oberflächenplanität des Fensters selbst für die 66 µm Wellenlänge optischen Anforderungen genügt (Teflonfenster wurden aus Vollmaterial abgedreht und nicht poliert).

  Die Gestaltung des Auskoppelfensters ist insgesamt sicherlich verbesserungsfähig.

7.5. Zeitaufgelöste Messungen

Singlemodebetrieb

Zur zuverlässigen Erzielung von Singlemode-Pulsen des 66 µm

Oszillators müssen vier Voraussetzungen erfüllt sein:

a) Das Pumplasersystem muß im Singlemodebetrieb arbeiten.

b) Die Pumpenergie muß unterhalb von etwa 0.4 J/cm^2 bleiben (ca. 8 J Pumpenergie). Insbesondere ließ sich bei voller Ausnutzung der Verstärkerkette (12 J) nicht zuverlässig Singlemodebetrieb des FIR-Lasers nachweisen.

c) Für 0.4 J/cm^2 eingekoppelter Energiedichte muß der D_2O-Betriebsdruck $\gtrsim$ 8 Torr sein. Für kleinere D_2O-Drucke (5 - 8 Torr) muß zur Erzielung von Singlemode-Pulsen die Pumpenergie weiter gesenkt werden.

d) Die Resonatorlänge des 66 µm Oszillators muß im Bereich von $\lambda/4 \approx 16$ µm abgestimmt werden.

Abb. 44 zeigt die zeitaufgelöste Messung des 66 µm Pulses (obere Spur) und des CO_2-Pumplaserpulses (untere Spur). Die Pumpenergie betrug 8 J, der D_2O-Betriebsdruck 8 Torr, die FIR-Schußenergie 13 mJ.
Auf Photo 1 läuft der Pumplaser zunächst noch im Multimodebetrieb. Pumppuls und FIR-Puls zeigen ausgeprägtes Modebeating.
Mit dem Piezoantrieb wird jetzt die Resonatorfrequenz des CO_2-TEA-Oszillators in den mode-lock Bereich für injection-locking gefahren, das Pumplasersystem arbeitet jetzt Singlemode (die Zeitverzögerung der Pulse zum Triggerzeitpunkt verringert sich dabei um ca. 350 ns, vgl. 6.1.2.). Photo 2, Abb. 44 zeigt den 66 µm Puls für Singlemode-Pumpen. Man erkennt jetzt deutlich das Beaten longitudinaler Resonatormoden des FIR-Oszillators.
Auf Photo 3 ist die Resonatorlänge mit der Differentialmikrometerschraube um 16.5 µm, entsprechend $\lambda/4$ verstimmt worden. Die beat-Amplitude hat sich dadurch erheblich ver-

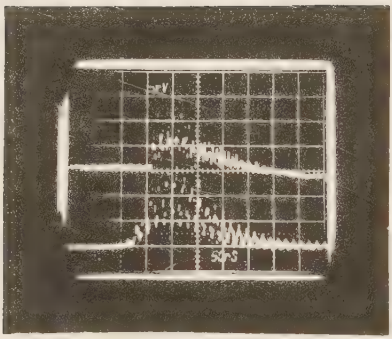


Photo 1
Multimode-Pumpen

Pumpenergie : 8 J
FIR - Pulsenergie: 13 mJ
FIR - Pulsleistung: 120 kW
D_2O - Druck: 8 Torr

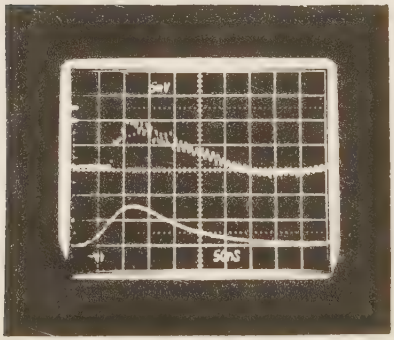


Photo 2
Singlemode-Pumpen:
2-Moden Betrieb des
66 µm Oszillators

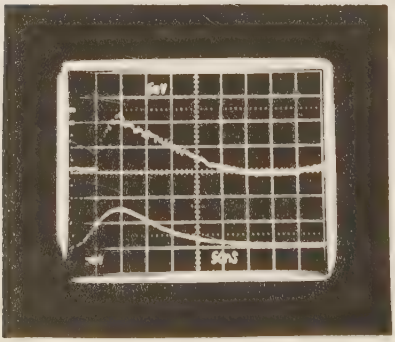


Photo 3
Singlemode-Pumpen:
Singlemodebetrieb
des 66 µm Oszillators
nach Abstimmung der
Resonatorlänge

Abb. 44: Zeitaufgelöste Messungen des 66 µm Pulses (obere Spur) und des Pumplaserpulses (untere Spur)
66 µm - Pulsleistung: 120 kW

kleinert, der Puls ist nahezu glatt.
Für 13 mJ Pulsenergie beträgt die (Peak-) Pulsleistung des 66 µm Oszillators auf Photo 3, Abb. 44 ca. 120 kW.

Modenunterdrückung

Ist die Bandbreite des Detektorsystems groß gegen die beat-Frequenz des Laserpulses, so läßt sich aus der Modulationsamplitude direkt das Intensitätsverhältnis benachbarter anschwingender Moden berechnen. Für 2 Moden der Intensität I_1 und I_2, Kreisfrequenz ω_1 und ω_2 ist das beat-Signal auf dem Detektor:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos((\omega_1 - \omega_2)t) \qquad (7.1)$$

Für 2 Moden gleicher Intensität $I_1 = I_2 = I/2$ ist der Puls also mit der Amplitude $A = I$ vollständig zwischen 0 und 2I durchmoduliert.
Der Fall zweier gleich starker, symmetrisch um die Mitte des Verstärkungsprofils anschwingender Moden ist in Photo 2, Abb. 44 realisiert. Dieses Photo zeigt die beim Durchstimmen des Resonators maximal erzielte Modulationsamplitude. Offenbar reicht die Bandbreite des Oszillographen mit Zuleitungen ($\lesssim$ 180 MHz) nicht aus, die Modulationsamplitude des Pulses vollständig aufzulösen.
Ein Verstimmen der Resonatorlänge des 66 µm Oszillators um $\lambda/4$ stellt dann auf Photo 3 den Fall ein, wo ein longitudinaler Mode der Intensität I_o im Zentrum des Verstärkungsprofils dominiert, begleitet von 2 "Seitenmoden" geringerer Intensität $I_s = I_o/\sigma$ symmetrisch in den Flügeln des Verstärkungsprofils.
Das Modenunterdrückungsverhältnis σ läßt sich durch Vergleich der Modulationsamplituden aus den Photos 2 und 3 errechnen, d.h. die beat-Amplitude A_o aus Photo 3 wird reduziert auf die beat-Amplitude A_2 im Falle zweier gleich starker Moden

(Photo 2).
Durch einfache Rechnung ergibt sich aus (7.1) mit I = const (Pulsleistung unabhängig von der Abstimmung der Resonatorlänge) und $I_s \ll I_o$:

$$\sigma = \frac{I_o}{I_s} \approx \left[4 \frac{A_2}{A_o} \right]^2 \qquad (7.2)$$

Gemittelt über eine Reihe von Schüssen ergibt sich $A_2/A_o \approx 3.5$ und damit für das Modenunterdrückungsverhältnis

$$\sigma \approx 200,$$

d.h. in der Tat Singlemodebetrieb.

Die Detektion des mode-beatings ist eine direkte und empfindliche Methode zum Nachweis des Singlemodebetriebs. Während zur Aufnahme eines Fabry-Perot Spektrums eine integrale Größe, nämlich die Pulsenergie, für eine Vielzahl von Schüssen (>50) gemessen werden muß, gestattet die zeitaufgelöste Messung der Laserpulse die direkte Beurteilung der Modenqualität bei jedem Schuß.

Die beobachtete beat-Frequenz von ≈100 MHz (vgl. Photo 2, Abb. 44) stimmt nicht überein mit dem Frequenzabstand benachbarter longitudinaler Moden von c/2L = 120 MHz des "leeren" Resonators. Ursache ist ein starker Frequenzzieheffekt (frequency-pulling): In einem Resonator mit aktiven Medium erfahren die verschiedenen Eigenfrequenzen ν_q des "leeren" Resonators unterschiedliche Frequenzverschiebungen als Folge der Dispersion des aktiven Mediums im Bereich der Laserfrequenz, der Brechungsindex n wird also frequenzabhängig ($n = n(\nu_q)$).

Ein ähnlich ausgeprägter Frequenzzieheffekt wurde auch von Dodel et al. /72/ bei einem 45 cm langen Oszillator beobachtet (beat-Frequenz 270 MHz, c/2L = 333 MHz) und qualitativ mit Hilfe des Dispersionsprofils erklärt. Aufgrund des großen Übergangs-Dipolmomentes und der hohen Besetzungsinversion sind Dispersions- und damit Frequenzzieheffekte für die 66 µm Linie etwa eine Größenordnung größer als für andere FIR-Übergänge des D_2O-Moleküls.

Abb. 45 zeigt den 66 µm Puls und den CO_2-Pumppuls für 12 J Pumpenergie. Der D_2O-Druck betrug 8 Torr, die FIR-Pulsenergie 17 mJ, die Pulsleistung 150 kW.
Zwar ergibt sich auch für diese Pumpenergie eine Korrelation zwischen Modulationsamplitude und Abstimmung der Resonatorlänge, jedoch ließ sich für keinen Druck ($p \lesssim 10$ Torr) und keine Resonatorlänge ein über die gesamte Pulsdauer streng periodischer beat nachweisen. D.h. während der Pulsdauer stellt sich offenbar kein stationärer Zustand, etwa der "2-Moden-Fall" oder der "1-Moden dominante" Fall ein.

Die Auswertung der beat-Signale weist darauf hin, daß der Oszillator innerhalb der Pulsdauer auf verschiedenen Moden springt, deren Intensitätsverhältnisse sich während der Laseremission ändern.
Obwohl die Modulationsamplitude des 66 µm Pulses in Abb. 45 klein ist, läßt sich unter den genannten Betriebsbedingungen offenbar kein Singlemodebetrieb des FIR-Oszillators einstellen.

In dem untersuchten Parameterbereich $p_{D_2O} = 4$ Torr, $W_{pump} = 3$J bis $p_{D_2O} = 10$ Torr, $W_{pump} = 12$ J zeigte sich keine signifikante Abhängigkeit der Pulsform von den eingestellten Be-

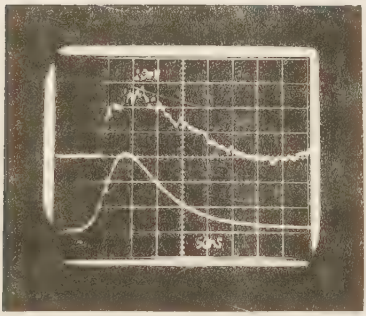
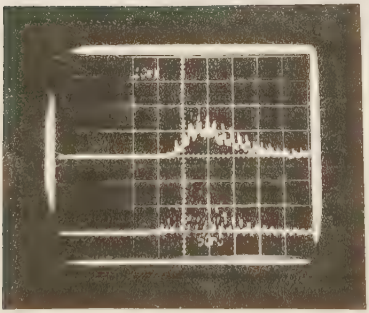


Abb. 45:

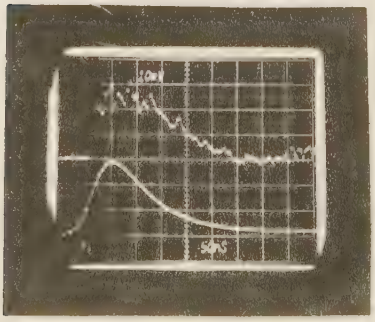
150 kW - 66 µm Puls (obere Spur) und Singlemode-Pumppuls (untere Spur)



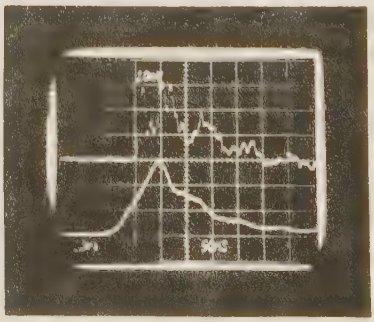
(1)

Abb. 46:

Superradiante Pulse (obere Spur) für Multimode-Pumpen (Photo rechts) und Singlemode-Pumpen (Photos unten).
Pumppuls untere Spur.



(2)



(3)

triebsgrößen. Der 66 µm Puls folgt mit etwa 50 ns Verzögerung dem Hauptpuls des Pumplasers.
In Abb. 40 wurde gezeigt, daß ein pyroelektrischer Detektor neben dem Hauptpuls noch einen ca. 1 µs langen Pulsschwanz für den CO_2-Pumppuls mißt, im Gegensatz zu dem als Monitor benutzten Photon-drag Detektor.
Derselbe pyroelektrische Detektor mißt jetzt den 66 µm Puls. Aus den zeitaufgelösten Messungen der 66 µm Emission folgt dann, daß der Pulsschwanz des CO_2-Pumppulses das aktive Medium nicht effektiv pumpt, da der 66 µm Puls nur dem Hauptpuls des Pumplasers folgt.

FIR-Emission ohne Rückkopplung

Abb. 46 zeigt die zeitaufgelösten FIR-Pulse o h n e Rückkopplung des Resonators. Dazu wurde der KCl-Spiegel des 66 µm Lasers stark verkippt. Im strengen Sinne ist die emittierte FIR-Strahlung keine Superradianz, da der hintere Spiegel des Oszillators eingebaut blieb.

Für breitbandiges Multimode-Pumpen (Photo 1, Abb. 46) folgt der 66 µm Puls (obere Spur) streng dem 65 MHz-beat des Pumppulses.
Bei Singlemode-Pumpen (Photo 2, Abb. 46) zeigt der FIR-Puls starke Amplitudenfluktuationen nicht reproduzierbarer Größe und Frequenz. Insbesondere ließen sich keine periodischen beats nachweisen, die auf die Existenz einer Resonatorkonfiguration hinweisen würden.

Photo 3, Abb. 46 zeigt einen Fall, bei dem der transversale Grundmode des CO_2-Pumposzillators nicht sauber eingestellt war.
Das Fluktuationsspektrum der FIR-Pulse zeigt den Breitband-Charakter der superradianten Pulse an /37,73/.

7.6. Wechselwirkung zweier Laserfelder mit einem molekularen 3-Niveau System

Die Beschreibung der Verstärkung eines optisch gepumpten Molekülgaslasers mit einem Ratengleichungsmodell kommt nur im Falle hinreichend kleiner Intensitäten des Pump- und FIR-Strahlungsfeldes zu befriedigenden Ergebnissen /74/.
Hohe Intensitäten verändern jedoch das Linienprofil von Pump- und FIR-Übergang. Bei optischem Pumpen mit leistungsstarken CO_2-TEA-Lasern muß der Einfluß des ac-Starkeffekts auf das Verstärkungsprofil (Rabi-splitting) und Sättigungsverbreiterung durch das FIR-Feld (power-broadening) berücksichtigt werden.
Der allgemeine Fall der Wechselwirkung zweier (off-resonanter) Laserfelder beliebiger Stärke mit einem molekularen 3-Niveau System ist 1977 von Panock und Temkin /68/ mit Hilfe eines quantenmechanischen Dichtematrix-Formalismus gelöst worden.
Aus dem Energieniveauschema in Abb. 47 entnimmt man die verwendeten Größen und Definitionen.

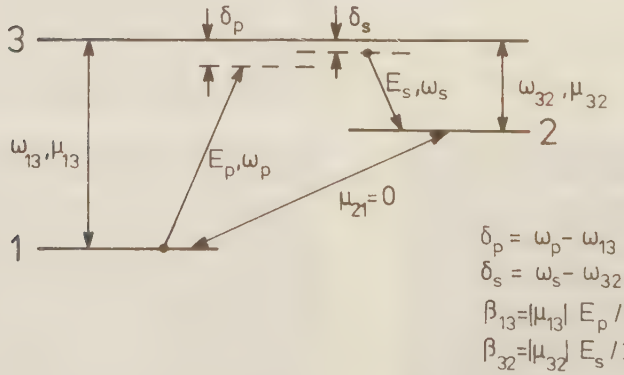


Abb. 47: Energieniveauschema und verwendete Größen für off-resonantes Pumpen

Das Pumplaserfeld mit Feldstärke E_p, Kreisfrequenz ω_p hat den (Kreis-) Frequenzabstand $\delta_p = \omega_p - \omega_{13}$ zur Absorptionsresonanzfrequenz ω_{13} (Pumpversetzung). Entsprechend ist das stimulierte FIR-Feld mit E_s, ω_s um δ_s gegenüber der Resonanzfrequenz ω_{32} der Molekülniveaus verstimmt. Die Übergangsdipolmomente sind μ_{13} und μ_{32}.

Folgende Voraussetzungen bzw. Einschränkungen wurden zur Lösung des Problems gemacht:

a) Beide Übergänge sind homogen verbreitert mit derselben Linienbreite $\Delta\nu_H$ (FWHM). Die Relaxationszeit des Systems ist gegeben durch $\tau = (\pi\cdot\Delta\nu_H)^{-1}$.

b) Pump- und FIR-Feld sind monochromatisch (Laserbandbreite $\ll \Delta\nu_H$). Die Frequenzverstimmungen sind klein gegen die Resonanzfrequenzen: $\delta_p \ll \omega_{13}$, $\delta_s \ll \omega_{32}$.

c) Die Niveaus 3 und 2 sind vor dem Pumpen unbesetzt; der Übergang (2→1) ist verboten: $\mu_{21} = 0$.

d) Beide Felder sind räumlich und zeitlich konstant, es werden also stationäre Lösungen gesucht. Der Bottleneckeffekt (vgl. Abschnitt 3.) wird nicht berücksichtigt.

Für Singlemode-Pumpen des 66 µm Übergangs in D_2O (vgl. 5.1.) sind a) - c) erfüllt.
Eine starke Vereinfachung ist dagegen die Voraussetzung d). Das Pumpfeld E_p ist inhomogen über den Strahlquerschnitt sowie längs der Länge des FIR-Lasers (Absorption in D_2O) und hat eine zeitliche Entwicklung.
Die Mittelung des Pumpfeldes über die Pulsdauer ist in dem Modell dann erlaubt, wenn zeitliche Variationen der Pumpintensität (Pulsanstiegszeit) langsam sind gegen τ.
Im untersuchten Druckbereich ist dies erfüllt (τ = 1-8 ns).

Als Ergebnis umfangreicher Rechnungen wurde die Verstärkung bei der Frequenz ω_s als Funktion von vier dimensionslosen Größen dargestellt.

Die vier Parameter sind (vgl. Abb. 47):

$\delta_s\tau$, $\delta_p\tau$:

Auf die homogene Linienbreite normierte Frequenzabstände des Pumpfeldes E_p bzw. des stimulierten (FIR-) Feldes E_s von den entsprechenden Resonanzfrequenzen.
$\delta_p\tau = 1$ heißt: Der Frequenzabstand hat den Wert der halben homogenen Linienbreite (HWHM) des Pumpübergangs, analog für $\delta_s\tau$.

$\beta_{13}\tau = |\mu_{13}| E_p \tau / 2\hbar$, $\beta_{32}\tau = |\mu_{32}| E_s \tau / 2\hbar$:

Sättigungsparameter für den Pumpübergang bzw. FIR-Übergang.

Wegen $\tau \sim 1/p$ (p Gasdruck) sind die Sättigungsparameter proportional zu drucknormierten Feldstärken.

Im resonanten Fall $\delta_p\tau = \delta_s\tau = 0$ korrespondiert der Wert $\beta_{13}\tau = 0.5$ ($\beta_{32}\tau = 0.5$) mit der üblichen Definition der Sättigungsfeldstärken $E_{p,Sat}$ ($E_{s,Sat}$), bei der eine Besetzungsdifferenz (Besetzungsinversion) auf die Hälfte des Werts für den Kleinsignal-Grenzfall abgesunken ist.

Es lassen sich im wesentlichen vier Fälle unterscheiden:

Fall 1:

Resonantes Pumpen, kleine FIR-Intensitäten, beliebige Pumpintensitäten:
$\delta_p\tau = 0$, $\beta_{32}\tau \ll 1$, $\beta_{13}\tau$ beliebig

Dieser Fall ist in Abb. 48a dargestellt. Aufgetragen ist auf der Ordinate eine dimensionslose Größe, die dem Kleinsignalverstärkungskoeffizienten α_s für das FIR-Feld pro-

portional ist, gegen die normierte Frequenz $\delta_s\tau$ für verschiedene $\beta_{13}\tau$.
Die Kurven in Abb. 48 sind also dem Verstärkungsprofil (Frequenzgang des Verstärkungskoeffizienten) proportional. Für schwaches Pumpen ($\beta_{13}\tau << 1$) hat das Verstärkungsprofil einen einzigen Peak bei $\delta_s\tau = 0$, also bei der Molekülresonanzfrequenz.
Für $\beta_{13}\tau \geq 1$ spaltet das Profil auf in zwei Peaks, die symmetrisch im Abstand $\delta_s\tau = \pm \beta_{13}\tau$ um die Linienmitte zentriert sind.
Der Effekt der Aufspaltung des Verstärkungsprofils für große Pumpfelder heißt ac-Starkeffekt oder "Rabi-splitting", der Frequenzabstand der Peaks $2\beta_{13}$ heißt Rabi-Frequenz.
Für $\beta_{13}\tau >> 1$ ist die Breite jedes Peaks gleich der homogenen Linienbreite $\Delta\nu_H$.

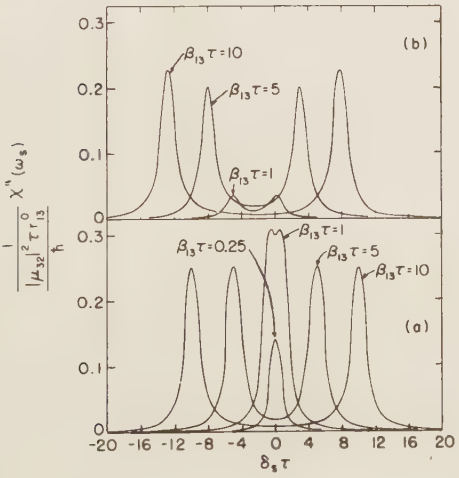


Abb. 48a (unten): Verstärkung über $\delta_s\tau$ für resonantes Pumpen und $\beta_{32}\tau << 1$

Abb. 48b (oben) : Verstärkung über $\delta_s\tau$ für off-resonantes Pumpen ($\delta_p\tau = -5$) und $\beta_{32}\tau << 1$

Fall 2:

Off-resonantes Pumpen, kleine FIR-Intensitäten, beliebige Pumpintensitäten:

$\delta_p\tau \neq 0$, $\beta_{32}\tau \ll 1$, $\beta_{13}\tau$ beliebig, Darstellung in Abb. 48b für $\delta_p\tau = -5$.

Es existieren stets 2 Peaks im Verstärkungsprofil. Diese sind symmetrisch um $\delta_p\tau$ /2 zentriert und liegen bei den Frequenzen:

$$\delta_s\tau^{\pm} = \frac{1}{2}\delta_p\tau \pm \frac{1}{2}\left[\delta_p^2\tau^2 + 4\beta_{13}^2\tau^2\right]^{1/2} \qquad (7.3)$$

Für $\delta_p\tau \gg 1 \gg \beta_{13}\tau$ liegen die Peaks also bei $\delta_s\tau^{\pm} = 0, \delta_p\tau$. Die Verstärkung in der Linienmitte ($\delta_s\tau = 0$) resultiert aus einem Laserübergang zwischen den Molekülniveaus. Dieser Prozeß entsteht aus der schrittweisen Absorption eines Pumpphotons in das obere Laserniveau 3 und der anschließenden Emission eines FIR-Photons. Der Prozeß setzt eine Inversion der Niveaus 3 und 2 voraus.
Der Verstärkungspeak bei $\delta_s\tau = \delta_p\tau$ ist eine 2-Photonen oder Raman-Resonanz. Bei diesem Prozeß wird ein Pumpphoton bei der Frequenz ω_p absorbiert unter g l e i c h z e i t i g e r Emission eines FIR-Photons bei der Frequenz ω_s. Im Gegensatz zum Laserprozeß setzt der 2-Photonen Prozeß keine Überbesetzung der Niveaus 3 und 2, sondern der Niveaus 2 und 1 voraus.
Die Raman-Resonanzbedingung $\delta_s\tau = \delta_p\tau$ wird mit wachsender Pumpintensität durch den ac-Starkeffekt gestört. Raman- und Laserpeak driften gemäß (7.3) auseinander.
Beide Peaks sind Lorentzprofile. Für $\beta_{13}\tau \ll 1 \ll \delta_p\tau$ ist die Verstärkung für off-resonantes Pumpen (Raman- und Laserpeak) um den Faktor $3\delta_p^2\tau^2$ kleiner als die Verstärkung für resonantes Pumpen mit gleichem $\beta_{13}\tau$. D.h. schwaches, aber stark off-resonantes Pumpen ist uneffektiver als schwaches resonantes Pumpen. Für $\beta_{13}\tau \gg 1$ (starkes Pumpen)

sind die Verstärkungen für resonantes und off-resonantes Pumpen vergleichbar groß (vgl. Abb. 48a,b).

Fall 3:

Resonantes Pumpen, beliebige FIR- und Pumpintensitäten:

$\delta_p\tau = 0$, $\beta_{32}\tau$, $\beta_{13}\tau$ beliebig, Darstellung Abb. 49a,b.

In Abb. 49 ist auf der Ordinate eine dimensionslose Größe aufgetragen, die $dI(\omega_s)/dz = \alpha_s I(\omega_s)$ proportional ist, auch diese Kurven beschreiben also den Frequenzgang der Verstärkung. Abb. 49 zeigt den Fall großer Pumpintensität, $\beta_{13}\tau = 5$ und 2. Rabi-splitting wie im Fall 1 ist nur für $\beta_{32}\tau \ll \beta_{13}\tau$ stark ausgeprägt. Mit wachsendem $\beta_{32}\tau$ wird die Mulde zwischen den Verstärkungspeaks flacher. Sie verschwindet vollständig für

$$\beta_{32}\tau \geq \beta_{13}\tau, \text{ also für } I_s \geq \left[\frac{\mu_{13}}{\mu_{32}}\right]^2 \cdot I_p, \quad (I_{s,p} \sim E_{s,p}^2).$$

Für $\beta_{13}\tau > 1$ durchläuft $dI(\omega_s)/dz$ ein Maximum bei $\beta_{32}\tau \approx \beta_{13}\tau$, die Kurve wird danach flacher und breiter. Dieser Effekt heißt Sättigungsverbreiterung (power-broadening).

Für $\beta_{32}\tau \geq \beta_{13}\tau$ hat die Verstärkung stets ihr Maximum in der Linienmitte des Übergangs, unabhängig vom ac-Stark-effekt.

Fall 4:

Off-resonantes Pumpen, beliebige FIR- und Pumpintensitäten:

$\delta_p\tau \neq 0$, $\beta_{32}\tau$, $\beta_{13}\tau$ beliebig, Darstellung Abb. 50a,b.

Abb. 50a,b zeigt die gleichen Fälle mit $\beta_{13}\tau = 5$ und 2 wie im Fall 3, jedoch für off-resonantes Pumpen, $\delta_p\tau = -5$.

Für $\beta_{32}\tau < \beta_{13}\tau$ existiert wie in Fall 2 ein Raman- und ein Laserpeak, jedoch mit unterschiedlicher Höhe. Der Raman-Prozeß ist im Falle off-resonanten Pumpens bei Überschrei-

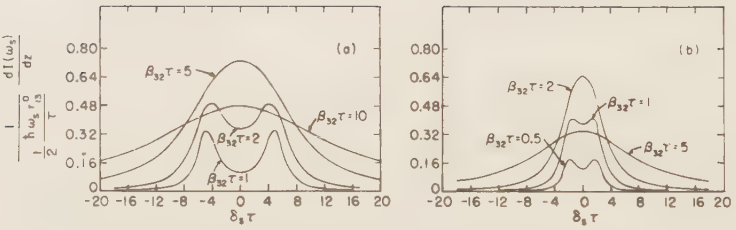


Abb. 49a,b: Verstärkung über $\delta_s\tau$ für resonantes Pumpen und verschiedene $\beta_{32}\tau$.
Links: $\beta_{13}\tau = 5$, rechts: $\beta_{13}\tau = 2$

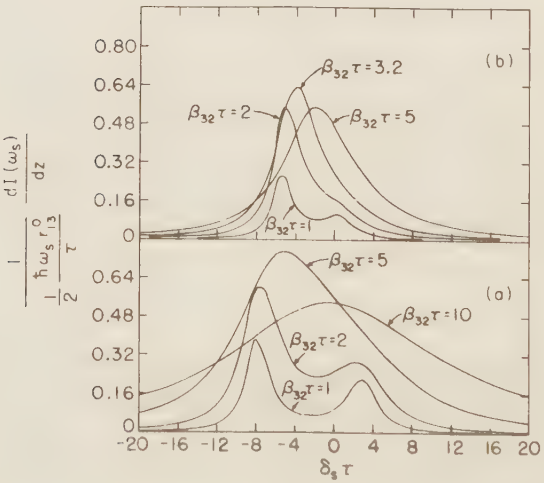


Abb. 50a,b: Verstärkung über $\delta_s\tau$ für off-resonantes Pumpen ($\delta_p\tau = -5$) und verschiedene $\beta_{32}\tau$
Unten: $\beta_{13}\tau = 5$, oben: $\beta_{13}\tau = 2$

tung der Kleinsignalverstärkung effektiver als der Laserprozeß, wie aus Abb. 50 ersichtlich.
Für $\beta_{32}\tau \approx \beta_{13}\tau$ wachsen beide Peaks zusammen, die Kurve ist asymmetrisch. Für $\beta_{32}\tau \approx \beta_{13}\tau \lesssim 1$ liegt das Maximum der Verstärkung nahe der Raman-Resonanz, also bei $\delta_s\tau \approx \delta_p\tau$, wird jedoch durch den ac-Starkeffekt für große Pumpfelder aus der Raman-Resonanz geschoben.

Für $\beta_{32}\tau > \beta_{13}\tau$ verlagert sich das Maximum der Verstärkung zur Linienmitte, d.h. die Sättigungsverbreiterung durch das FIR-Feld arbeitet dem ac-Starkeffekt entgegen.
Ein Vergleich der Diagramme mit $\beta_{32}\tau = 10$, $\beta_{13}\tau = 5$ aus Abb. 49a und 50a ergibt für resonantes und off-resonantes Pumpen nahezu identische Ergebnisse. Es existiert nur noch ein breites Maximum der Verstärkung, zentriert um die Linienmitte. Für genügend große Pump- und FIR-Intensitäten läßt sich bei off-resonantem Pumpen nicht mehr zwischen Raman- und Laserprozeß unterscheiden. Aus den Diagrammen in Abb. 49 und 50 folgt, daß für bestimmte Werte von $\beta_{13}\tau$ und $\beta_{32}\tau$ off-resonantes Pumpen effektiver ist als resonantes Pumpen (vgl. $\beta_{13}\tau = 5$, $\beta_{32}\tau = 1$ und 2; $\beta_{13}\tau = 2$, $\beta_{32}\tau = 5$).

Der Parameterbereich für den 66 µm Oszillator

Übergangsdipolmomente: $$\mu_{ij}^2 = \frac{\mu^2 \cdot S}{3 \cdot (2J + 1)} \qquad /24,76/$$

S: dimensionslose Linienstärken für Rotationsübergänge, interpoliert für einen Asymmetrieparameter von 0.55 für das D_2O-Molekül /24/.

$|\mu|$: Permanentes Dipolmoment des D_2O-Moleküls im Falle reiner Rotationsübergänge, $|\mu| = 6.23\ 10^{-30}$ C m

$|\mu|$: Induziertes Dipolmoment im Falle von Rot.-Vib. Übergängen, $|\mu| = 4.0 \cdot 10^{-31}$ C m für den Übergang (000) → (010) /75/.

J: Rotationsquantenzahl des unteren Niveaus

Für den Pumpübergang: $|\mu_{13}| = 1.47 \cdot 10^{-31}$ C m

Für den 66 µm Übergang: $|\mu_{32}| = 2.53 \cdot 10^{-30}$ C m

Feldstärken: $E = \left[\frac{2 \cdot I}{c \cdot \varepsilon_o}\right]^{1/2}$, $\varepsilon_o = 8.854 \cdot 10^{-12} \frac{A\,s}{V\,m}$ (Influenzkonstante)

Homogene Linienbreite: $\Delta\nu_H = 40$ MHz (1 Torr), $\Delta\nu_H \sim p_{D_2O}$ /21/

Relaxationszeit: $\tau = (\pi \Delta\nu_H)^{-1} = 8$ ns (1Torr), $\tau \sim 1/p_{D_2O}$

Sättigungsparameter: $\beta_{13}\tau = 15.5 \sqrt{I_p / \text{MW cm}^{-2}}$ (1Torr)

$\beta_{32}\tau = 8.3 \sqrt{I_s / \text{kW cm}^{-2}}$ (1Torr)

Frequenzversetzung des Pumplasers: $\delta_p = 2\pi \cdot 1.18$ GHz /19/
(Für Singlemode-Pumpen ist δ_p auf $\pm 2\pi \cdot 10$ MHz konstant, vgl. 6.1.2.).

Pumpintensität:

Die Pumpintensität wird räumlich und zeitlich gemittelt. Ausgehend von der Leistungsmessung des pyroelektrischen Detektors (6.2.3.), einer Absorption der Pumpstrahlung von 30 % bis zur Rohrmitte und 70 % Pumpleistung innerhalb eines Ø 40 mm Querschnitts, ist die gemittelte Leistungsdichte in 120 ns 1.2 MW cm^{-2} (1.8 MW cm^{-2}) für 8 J (12 J) Pumpenergie.

FIR-Intensität:

Die gemessene FIR-Pulsleistung wird zurückgerechnet auf die Leistungsdichte im Resonator unter Einrechnung von 18 %

Fensterverlusten, 10 % Reflexionsverlusten am KCl-Restrahlenkristall und 75 % Auskoppelgrad. Für 120 kW (150 kW) folgt 17 kW cm^{-2} (21.5 kW cm^{-2}) Leistungsdichte im 66 µm-Resonator. Zur Berechnung der β_{32} muß der Dublettcharakter des 66 µm Übergangs (vgl. Abb. 18) berücksichtigt werden. Da beide Übergänge gleiches Übergangsdipolmoment haben /24/, wird vorausgesetzt, daß sich die Pulsleistung gleichmäßig auf die Dublettkomponenten aufteilt.
Damit ergibt sich für off-resonantes Singlemode-Pumpen mit 8 J (12 J) Pumpenergie und 8 Torr D_2O-Betriebsdruck:

$\delta_p\tau = 7.4$
$\beta_{13}\tau = 2.1 \quad (2.6)$
$\beta_{32}\tau = 3.0 \quad (3.4)$

Dieser Parameterbereich wird abgedeckt durch den Fall 4 starker Pump- und FIR-Intensitäten. Der Frequenzgang der Verstärkung wird näherungsweise durch die Kurve mit $\beta_{32}\tau = 3.2$ in Abb. 50b beschrieben.
Das Verstärkungsmaximum liegt nahe bei der Raman-Resonanz ($\delta_s\tau \approx \delta_p\tau$), das Verstärkungsprofil ist nahezu symmetrisch. Die volle Halbwertsbreite des Profils ist $\Delta\delta_s\tau = 5$, entsprechend einer Frequenzbreite von 800 MHz.
Als Folge der Sättigungsverbreiterung ist das Profil damit um den Faktor 2.5 breiter als das rein druckverbreiterte Profil im Falle der Kleinsignalverstärkung ($\Delta\nu_H$ = 320 MHz bei 8 Torr).
In diesem Fall hat ein Mode im Maximum des Verstärkungsprofils eine um 40 % größere Verstärkung als die "Seitenmoden" im Abstand von 100 MHz ($\neq$ c/2L = 120 MHz, vgl. 7.5.).

Unter Annahme eines Lorentzprofils mit 800 MHz FWHM sinkt dieser Wert auf 6 % infolge der Sättigungsverbreiterung (25% für Moden im Abstand 2 × 100 MHz).
Trotz der kleinen Verstärkungsdifferenz von 6% läßt sich Singlemodebetrieb des 66 µm Oszillators einstellen. Wegen der hohen Verluste des Resonators (75% Auskopplung,

12% Reflexionsverluste) liegt für Singlemodebetrieb offenbar nur 1 Mode deutlich oberhalb der Anschwingschwelle des 66 µm Oszillators.
Zu ähnlichen Ergebnissen kamen auch Green et al. /20/ für einen 385 µm-D_2O-Laser. Sie erzielten mit einem instabilen Resonator (11% Rückkopplung) Singlemodebetrieb, nicht dagegen mit einem stabilen Resonator (60% Rückkopplung) für sonst gleiche Betriebsparameter.

Aus der Ordinate in Abb. 50 läßt sich der Verstärkungskoeffizient α_s für das FIR-Feld berechnen. Es ist $dI(\omega_s)/dz = I(z)\cdot\alpha_s$ und r^o_{13} die thermische Besetzungsdichte des unteren Pumpniveaus ($r^o_{13} = f_1 N_o$, vgl. (3.1)). Daraus folgt der realistische Wert $\alpha_s = 0.14\ cm^{-1}$ für den Verstärkungsfaktor bei Sättigungsverstärkung. Die obere Grenze für den Kleinsignalverstärkungskoeffizienten wurde in (3.4) zu 4 cm^{-1} abgeschätzt.

Bei Erhöhung der Pumpenergie von 8 J auf 12 J vergrößern sich die Sättigungsparameter nur wenig. Bei zusätzlicher Druckerhöhung von 8 auf 10 Torr sinken die Parameter sogar wieder auf die Werte für 8 J und 8 Torr.
Die Klärung der Frage, warum für 12 J Pumpenergie kein Singlemodebetrieb erzielt wurde, ist anhand der Resultate von Panock und Temkin nicht möglich. Daraus muß gefolgert werden, daß die Voraussetzungen, nämlich räumliche und zeitliche Mittelung der Leistungsdichten, eine zu große Vereinfachung der wahren Laserdynamik sind.
Frequenz-chirping ($d\omega_s/dt \neq 0$) aufgrund des ac-Starkeffekts und der Sättigungsverbreiterung bei (zudem unterschiedlicher) zeitlicher Entwicklung des Pump- und FIR-Feldes kommt als Ursache für Modenspringen in Betracht.
Sowohl die zeitaufgelösten Messungen der 66 µm-Pulse als auch die Rechnungen von Panock und Temkin zeigen, daß der Oszillator für hohe Pumpenergien in einem kritischen Bereich für Singlemodebetrieb arbeitet.
Eine Vergrößerung des Strahlquerschnitts und damit des Aspektverhältnisses des instabilen Resonators zur Herabsenkung der Leistungsdichten ist anzustreben.

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Aufbau und der Erprobung eines gepulsten, optisch gepumpten 66 µm D_2O-Lasers. Ein solcher Laser soll in zukünftigen Experimenten für kollektive Streuung (Streuparameter $\alpha \geq 1$) am Tokamak UNITOR zur lokalen Messung von Ionentemperaturen und Plasmaverunreinigungen eingesetzt werden.
Wichtigste Anforderungen an den FIR-Laser sind hohe Pulsleistungen (> 100 kW) und kleine Bandbreite (< 100 MHz), was Singlemodebetrieb voraussetzt.
In einem Vorexperiment wurde die Absorption in D_2O und CH_3F für einen linienabgestimmten 10 J CO_2-TEA-Pumplaser in Abhängigkeit von Absorptionslänge, Gasdruck und eingestrahlter Leistungsdichte untersucht. In dem gleichen spiegellosen Rohr wurden superradiante FIR-Pulse gemessen. Die mit Abstand höchsten Pulsenergien ergaben sich mit 30 mJ für die Pumplinie 9P(32), λ = 9.66 µm (8 Torr D_2O, Quantenwirkungsgrad 3 %).
Für die CO_2-Pumplinie 9P(32) emittiert D_2O außer bei der starken 66 µm Linie noch auf 4 weiteren Wellenlängen /19/.

Im Rahmen der Arbeit wurde ein 66 µm Laseroszillator aufgebaut. Der Laser besitzt einen instabilen Reststrahlenresonator, der mittels eines aus KCl gefertigten Laserspiegels selektiv nur die 66 µm Wellenlänge rückkoppelt. Der Resonator ist thermisch stabilisiert und längenabstimmbar (L = 1.25 m, Ø = 40 mm, V = 1.6 l, 75 % Auskoppelgrad). Die 66 µm Pulsenergie des Oszillators betrug 20 mJ bei 5 Torr.

Der bislang eingesetzte CO_2-TEA-Pumplaser arbeitete im longitudinalen und transversalen Multimodebetrieb (Bandbreite ≈ GHz). Zeitaufgelöste Messungen zeigten, daß der 66 µm Puls dem mode-beating des Pumplasers folgt. Singlemode-Pumpen ist eine notwendige Voraussetzung zur Erzie-

lung des Singlemodebetriebs des 66 µm Oszillators.
Ein Singlemode CO_2-Pumplasersystem wurde aufgebaut und erprobt. Singlemodebetrieb des Pumposzillators wurde mit Hilfe einer injection-locking Technik erzielt. Dazu wurde das Strahlungsfeld eines aktiv frequenzstabilisierten Singlemode-CO_2-Dauerstrichlasers (Eigenbau) in den Resonator des passiv stabilisierten TEA-Oszillators eingekoppelt. Frequenzanpassung der Resonatorfrequenzen von gepulstem- und Dauerstrich-Oszillator auf $\pm$ 10 MHz erwies sich als notwendig.
Die Pulsenergie des TEA-Oszillators beträgt 0.6 J im transversalen und longitudinalen Singlemode auf der Linie 9P(32). Dieser Puls wird einer nachgeschalteten Verstärkerkette zugeführt, bestehend aus zwei Vorverstärkern mit je 3 Entladungsmodulen (Eigenbau) und einem großvolumigen Endverstärker. Das aktive Medium hat 7 l Volumen und 4 m Länge.
Das Oszillator/Verstärkersystem erzeugt 12 J Singlemode-Pulse mit 50 MW Pulsleistung (pyroelektrischer Detektor) auf der Linie 9P(32).
Der 66 µm Oszillator mußte bei Einkopplung dieses Pumpstrahls mit einem Lichtsumpf (0.25 mm Teflon) ausgerüstet werden, da rückreflektierte Pumpstrahlung zu Selbstanschwingen der Verstärkerkette und Beschädigung optischer Bauteile führte. Das lineare Einwegpumpen (Lichtsumpf) vermindert die 66 µm-Pulsenergie um 30 %. Es wurden 17 mJ Pulsenergie bei 150 kW Pulsleistung erzielt, 90 % davon sind parallel zur Pumpstrahlung polarisiert.
Zuverlässiger Singlemodebetrieb des 66 µm Oszillators wurde bis 8 J Pumpenergie nachgewiesen. Zeitaufgelöste Messungen der FIR-Pulse zeigten für Singlemode-Pumpen eine Korrelation zwischen der beat-Amplitude longitudinaler Moden des 66 µm Oszillators und der Abstimmung der Resonatorlänge. Bei richtiger Abstimmung ergibt sich ein Modenunterdrükkungsverhältnis von $\approx$200, also Singlemodebetrieb. Die Pulsleistung hierfür ist 120 kW, die Pulsenergie 13 mJ. Für 12 J Pumpenergie ließ sich Singlemodebetrieb nicht

eindeutig nachweisen.
Die Ergebnisse wurden mit Rechnungen von Panock und Temkin /68/ verglichen. Für den Parameterbereich des 66 µm-Lasers (Pump-, FIR-Intensitäten, Betriebsdruck, Frequenzversetzung des Pumplasers) ergibt sich folgendes Bild:

Für starkes off-resonantes Singlemode-Pumpen (1.2 GHz Frequenzabstand zwischen Absorptions- und Pumpfrequenz) erfolgt die 66 µm- Emission nahe der Raman-Resonanz, d.h. der Frequenzabstand der 66 µm Strahlung von der Übergangsfrequenz der Molekülniveaus hat etwa den Wert der Pumpversetzung. Sättigungsverbreiterung durch das FIR-Feld bewirkt eine Verbreiterung des Verstärkungsprofils um den Faktor 2.5 gegenüber der homogenen Linienbreite. Für 8 J Pumpenergie beträgt die Verstärkungsdifferenz benachbarter Moden des 66 µm Oszillators ca. 6 %. Leistungsdichte des Pump- und FIR-Lasers rücken damit in einen kritischen Bereich für Singlemodebetrieb. Eine Vergrößerung des Strahlquerschnitts sollte auch höhere Pumpleistungen zulassen.

Der Betrieb eines 66 µm Reststrahlen-Oszillators ist auch von Green et al. bekannt /77/ (4 l Volumen, 50 mJ Pulsenergie - Verluste des Auskoppelfensters eingerechnet). Dieser nicht längenstabilisierte und -abstimmbare Laser wurde mit einem Multimode-Pumplasersystem gepumpt, woraus Multimodebetrieb des 66 µm Oszillators resultierte.

Ein "zigzag" und ein linear gepumpter längenstabilisierter 66 µm Oszillator wurde von Dodel gebaut /19,32/ (Rückkopplung mittels Mesh, nicht wellenlängenselektiv).
Mit letzterem wurde durch Verkürzung der Resonatorlänge auf ≤ 45 cm Singlemodebetrieb trotz Multimode-Pumpens erzielt (Pumpenergie 0.6 J, 66 µm Pulsenergie ≈ 2.5 mJ bei 1.0 m Resonatorlänge).
Der gleiche Oszillator wurde auch mit einem Singlemode-

Hybridlaser gepumpt /78/. Die Pumpenergie war allerdings auf ≈50 mJ beschränkt, dies ist etwa einen Faktor 200 geringer als im vorliegenden Experiment.

Das hier vorgestellte Lasersystem ist also neuartig bezüglich der Kombination eines leistungsstarken Singlemode-Pumplasersystems (12 J) und eines wellenlängenselektiv rückkoppelnden längenstabilisierten und -abstimmbaren 66 µm Oszillators. Es erfüllt die gestellten Anforderungen bezüglich Pulsleistung und Singlemodebetrieb.

8. Literaturverzeichnis

/1/ Evans,D.E. und M.L. Yeoman
Spatially Resolved Measurement of Impurities and the Effektive Charge $\bar{Z}$ in a Tokamak Plasma
Phys. Rev. Lett. 33, 76 (1974)

/2/ Bretz,N.L.
A scheme for evaluating T_e/T_i and $\bar{Z}$ by light scattering
Appl. Phys. Lett. 31, 372 (1977)

/3/ Tsukishima,T. et al.
High Temperature Plasma Diagnostics with Far Infrared Radiations
Summaries of Special Research Project on Nuclear Fusion 1981, Taiji Uchida (Juli 1982)

/4/ Evans,D.E.
The Effect of Impurities on the Spectrum of Laser Light Scattered by a Plasma
Plasma Phys. 12, 573 (1969)

/5/ Dimock,D.
Thomson Scattering
in: Diagnostic for Fusion Experiments,
E.Sindoni, C.Wharton ed., Pergamon Press (1978)

/6/ Kunze,H.J.
The Laser as a Tool for Plasma Diagnostics
Plasma Diagnostics, Lochte Holtgreven ed.,
North-Holland Publishing Company-Amsterdam (1968)

/7/ Hughes,T.P.
Plasmas and Laser Light
Adam Hilger, Bristol,U.K. (1975)

/8/ Sharp,L.E., A.D. Sanderson und D.E. Evans
Signal-to-Noise Requirements for Interpreting Submillimetre Laser Scattering Experiments in a Tokamak Plasma
Plasma Phys. 23, 357 (1981)

/9/ Jassby,D.L. et al.
Tokamak Diagnostics with the 496-μm CH_3F Laser
Nuclear Fusion 14, 745 (1974)

/10/ Siegrist,M.R., M.A.Dupertuis, R.Behn und P.D. Morgan
Simulation of a Magnetic Field and Ion Temperature Measurement in a Tokamak by Thomson Scattering
Plasma Phys. 24, 1449 (1982)

/11/ Fetterman,H.R. et al.
Advances in Submillimeter Schottky Diode Detektors for Plasma Diagnostics
Summary of USA-Japan Workshop on Sub-Millimeter Diagnostic Techniques
Institute of Plasma Physics, Nagoya University (1982)

/12/ Blaney,T.G.
Radiation detection at submillimetre wavelengths
J. Phys. E.: Sci. Instrum. 11, 856 (1978)

/13/ Dodel,G. et al.
Speed and Heterodyne Performance of Sb- and Ga-Doped Ge-Detectors
The 5-th International Conference on Infrared and Millimeter Waves
Conference Digest p. 295, Würzburg (1980)

/14/ Mann,R.
Messung des Absorptionskoeffizienten von Wasserdampf mit Hilfe eines Wasserdampflasers
Diplomarbeit, Düsseldorf (1978)

/15/ Chang,T.Y. und T.J. Bridges
Laser-Action at 452, 496 and 541 μm in Optically Pumped CH_3F
Opt. Commun. 1, 423 (1970)

/16/ Keilmann,F. et al.
Optical pumping and tunable laser spectroscopy of the ν_2 band of D2O.
Appl. Phys. Lett. 26, 19 (1975)

/17/ Fourth International Conference on Infrared and Millimeter Waves and their Applications
Conference Digest
Miami Beach, Florida (1979)

/18/ The Fifth International Conference on Infrared and Millimeter Waves
Conference Digest
Würzburg (1980)

/19/ Dodel,G. und N.G. Douglas
Investigation of D2O-Laser Emission at 50, 66, 83, 111 and 116 μm
IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1294 (1982)

/20/ Green,M.R. et al.
A Comparative Study of D2O Oscillators Emitting at 385 μm
IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 222 (1983)

/21/ DeTemple,T.
Infrared and Millimeter Waves, K.J. Button ed.
Vol. 1, Chapter 3, Academic Press, New York (1979)

/22/ Okada,T. et al.
Numerical Analysis of an Optically Pumped D2O FIR Laser
Report 211/82, Association Euratom,
Ecole Polytechnique Lausanne (1982)

/23/ Hodges,D.T.
A Review of Advances in Optically Pumped FAR-Infrared-Lasers
Infrared Phys. 18, 375 (1978)

/24/ Townes,C.H. und A.L. Schawlow
Microwave Spectroscopy, Chapter 4
Dover Publications, New York (1975)

/25/ Benedict,W.S. und L.D. Kaplan
Calculations of Line Widths in H2O-N2 Collisions
J. Chem. Phys. 30, 388 (1959)

/26/ Levy,G.F.D.
Forward Stimulated Raman Scattering (385 µm) in a D2O Laser
Optics Comm. 38, 143 (1981)

/27/ Woskoboinikow, P. et al.
High-power tunable 385 µm D2O laser optically pumped with a single-mode tunable CO2-TEA-Laser
J. Appl. Phys. 50, 1125 (1979)

/28/ Kempkens,H., R.Mann und J.Uhlenbusch
Measurement of Absorption Coefficients of Water Vapor by Means of an H2O Laser in the FAR- Infrared
Infrared Phys. 19, 585 (1979)

/29/ Genzel,L.
Optical Materials and Filtering for the FAR-Infrared
Phys. Institut der Universität Freiburg

/30/ Foote,F.B., D.T.Hodges und H.B.Dyson
Calibration of Power and Energy Meters for the FAR-Infrared/Near Millimeter Wave Spectral Region
Int. J. IR and MM Waves 2, 773 (1981)

/31/ Hall,J.T.
Attenuation of Millimeter Wavelength Radiation by Gaseous Water
Appl. Optics 6, 1391 (1967)

/32/ Dodel,G., G.Magyar und D.Véron
Oscillator and Superradiance Characteristics of a 'Zig-Zag' Pumped 66 µm D2O-Laser
Infrared Phys. 18, 529 (1978)

/33/ Benedict,W.S., N.Gailar und E.K.Plyler
Rotation-Vibration Spectra of Deuterated Water Vapor
J. Chem. Phys. 24, 1139 (1955)

/34/ Lin,C.L. und J.H.Shaw
Measurement and Analysis of the ν_2 Band of D_2O^{16}
J. Mol. Spectrosc. 66, 441 (1977)

/35/ Lipton,K.S. und J.P. Nicholson
Single-Mode Optical Pumping and Superradiant Emission in D2O and CH3F
Optics Commun. 24, 321 (1978)

/36/ Petuchowski,S.J., A.T.Rosenberger und T.A. DeTemple
Stimulated Raman Emission in Infrared Excited Gases
IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 476 (1977)

/37/ Evans,D.E., R.A. Huckridge und G. Taylor
Time-Resolved Pulses and Wavelength Measurements for the 114 µm and 66 µm Emission in the Superradiant D2O Laser
Optics Commun. 22, 337 (1977)

/38/ D'Ans,J. und E. Lax
Taschenbuch für Chemiker und Physiker
Springer-Verlag, Berlin (1943)

/39/ Siegman, A.E.
Unstable Optical Resonators
Appl. Optics 13, 353 (1974)

/40/ Barone, S.R.
Optical Resonators in the Unstable Region
Appl. Optics 6, 861 (1967)

/41/ Freiberg, R.T., P.P. Chenausky und C.J. Buczek
An Experimental Study of Unstable Confocal CO2-Resonators
IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 882 (1972)

/42/ Krupke, W.F. und W.R. Sooy
Properties of an Unstable Confocal Resonator CO_2-Laser System
IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 575 (1969)

/43/ Mitsuishi, A., Y. Yamada und H. Yoshinaga
Reflection Measurement on Reststrahlen Crystals in the FAR-Infrared Region
J. Opt. Soc. Am. 52, 14 (1962)

/44/ Burch, D.E., W.L. France und D. Williams
Total Absorptance of Water Vapor in the Near Infrared
Appl.Optics 2, 585 (1963)

/45/ Howard, J.N.
Errors in Infrared Absorption Measurements Due to Wall Adsorption of Water Vapor
Appl. Optics 2, 1196 (1963)

/46/ Franks, F.
Water, A Comprehensive Treatise, Vol. 1
Plenum Press, New York-London (1972)

/47/ Oppenheim, U.P. et al.
Determination of CO2 line parameters using a CO2-N2-He-Laser
J. Opt. Soc. Am. 58, 585 (1968)

/48/ Lachambre, J.L. et al.
Injection-locking and Mode Selection in TEA-CO_2-Laser Oscillators
IEEE J. Quantum Electron. QE-12, 756 (1976)

/49/ Schmid, W.E. und S.D. Smith
The Injection-Locked Single-Longitudinal-Mode TEA-CO2-Laser
PLF Report 13, Max-Planck-Gesellschaft, Garching (Dez.1978)

/50/ Yocom, A.T. et al.
A Study of Selective Absorbers for Single-Mode Operation of CO2-TEA-Lasers
IEEE J. Quantum Electron. QE-16, 1192 (1980)

/51/ Heckenberg, N.R.
Single Longitudinal Mode Operation of Pulsed CO2-Lasers
IPP Report IV/83, Institut für Plasmaphysik, Garching (1975)

/52/ Nicholson, J.P. und K.S. Lipton
A tunable stabilized single-mode TEA CO_2-Laser
Appl. Phys. Lett. 31, 430 (1977)

/53/ McClelland et al.
Injection Locked Single Mode Operation of a TEA CO_2 Laser with High Energy Extraction
Int. J. IR and MM Waves 12, 571 (1981)

/54/ Woods, P.T. und B.W. Jolliffe
Stable single-frequency carbon dioxide lasers
J. Phys. E. 9, 395 (1976)

/55/ Informationsblatt "Zerodur Glaskeramik", Firma Schott Mainz, 1977

/56/ Kavaya, M.J., R.T. Menzies und U.P. Oppenheim
Optogalvanic Stabilisation and Offset Tuning of a Carbon Dioxide Waveguide Laser
IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 19 (1982)

/57/ Moffatt, S. und A.L.S. Smith
in: Laser advances and applications
ed. B.S. Wherrett, Whiley 1980, p. 31

/58/ Chehab, O.
Diplomarbeit Physik, Universität Düsseldorf, 1981

/59/ Gellert, B., J. Handke und B. Kronast
A Simple Polarisation-Forced and Transition-Locked Multi-Line Oscillator for High-Power CO2-Lasersystems
SFB Plasmaphysik Bochum/Jülich, Report 78-N3-046, Bochum (Dez. 1978)

/60/ Hollins, R.C., D.I. Jordan und P.H. Cross
Passive frequency stability of pulsed CO2 lasers
J. Phys. E.: Sci. Instrum. 15, 1300 (1982)

/61/ Schmid, W.E.
Aufbau und Untersuchung von CO2-Laserverstärkern mit selbständiger und unselbständiger Gasentladung
IPP Report IV/84, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1975)

/62/ Handke, J.
Aufbau und parametrische Untersuchungen eines Doppelentladungs-CO2-Lasersystems
SFB Plasmaphysik Bochum/Jülich, Report 76-N3-009, Bochum (1976)

/63/ Decker, G., L. Kellerer und H. Röhr
Construction, Operation and Properties of TEA-CO2 Lasers
IPP Report 1/134, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1973)

/64/ Megie, G. und R.T. Menzies
Tunable single-longitudinal-mode operation of an injection-locked TEA CO2 laser
Appl. Phys. Lett. 35, 835 (1979)

/65/ Oppenheim, U.P., R.T. Menzies und M.J. Kavaya
Dependence of Injection locking of a TEA CO2 Laser on Intensity of Injected Radiation
IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1332 (1982)

/66/ Bonanni, F., S. Ciferri und G. Salvetti
Single longitudinal and transverse mode operation of a hybrid unstable resonator TECO2 laser
Opt. Quantum Electron. 14, 237 (1982)

/67/ Drozdowicz, Z., R.J. Temkin und B. Lax
Laser-Pumped Molecular Lasers - Part II: Submillimeter Laser Experiments
IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 865 (1979)

/68/ Panock, R.L. und R.J. Temkin
Interaction of Two Laser Fields with a Three-Level Molecular System
IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 425 (1977)

/69/ Dodel, G. und G. Magyar
Oscillator and superradiant 66 µm emission from a "zigzag" pumped high-energy D2O laser
Appl. Phys. Lett. 32, 44 (1977)

/70/ Henningsen, J.O.
Assignment of Laser Lines in Optically Pumped CH_3OH
IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 435 (1977)

/71/ Tannenwald, P.E.
Far Infrared Heterodyne Detectors
Int. J. IR and MM Waves 1, 159 (1980)

/72/ Dodel, G., N.G. Douglas und J. Heppner
Frequency Pulling Effects and Emission Spectra of a Pulsed Laser-Pumped D2O-Laser
The 5-th International Conference on Infrared and Millimeter Waves,
Conference Digest p. 65, Würzburg (1980)

/73/ Nicholson, J.P. und H. Ahmed
Backward and Forward FIR Emission Characteristics from D2O in Both Raman and Laser Regimes
IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 256 (1983)

/74/ Temkin, R.J. und D.R. Cohn
Rate Equations for an Optically-Pumped, Far Infrared Laser
Opt. Commun. 16, 213 (1976)

/75/ Drozdowicz, Z., R.J. Temkin und B. Lax
Laser-Pumped Molecular Lasers - Part I: Theorie
IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 170 (1979)

/76/ Woskoboinikow, P., W.J. Mulligan und R. Erickson
385 µm D2O Laser Linewith Measurement to -60 dB
IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 4 (1983)

/77/ Green, M.R. et al.
A 66 µm D2O Laser having an Unstable Reststrahlen Resonator
J. Phys. D : Appl. Phys. 13, 1029 (1980)

/78/ Dodel, G.
Entwicklung optisch gepumpter FIR-Laser
Forschungsbericht 1980, Inst. für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

/79/ Suckewer, S. und H. Hinnov
Spectroscopic Measurements of Ion Temperature in ATC Tokamak with RF and Neutral-Beam Heating
Nucl. Fusion 17, 945 (1977)

/80/ Frigione, D. und L. Pieroni
Proposal for a Collective Scattering Experiment in the FIR Region for Ion Temperature Measurement on FT and FTU
Report 82.1, Associazion EURATOM-CNEN sulla Fusione Frascati, Rome, Italy (1981)

/81/ Röhr, H.
A 90° Laser Scattering Experiment for Measuring Temperature and Density of Ions and Electrons in a Cold Dense Theta Pinch Plasma
Phys. Lett. 25A, 167 (1967)

/82/ Johnson, L.C. und A. Semet
High Energy FIR Laser for Thomson Scattering in TFTR
5-th International Conference on Infrared and Submillimeter Waves,
Conference Digest p.272, Würzburg (1980)

/83/ Dodel, G. und N.G. Douglas
Investigation of D2O-Laser Emission at 50 µm, 66 µm, 83 µm, 111 µm and 116 µm
Report IPF-81-6, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart (1981)

/84/ Chamberlain, J.E. und H.A. Gebbie
Dispersion Measurement on Polytetrafluorethylene in the FAR Infrared
Appl. Opt. 5, 393 (1966)

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein förderndes Interesse und seine stetige Diskussionsbereitschaft während des Fortgangs der Arbeit, sowie für die kritische Durchsicht des Manuskripts.
Mein Dank gilt ferner allen Angehörigen der Instituts-werkstatt unter Leitung von Herrn Rosemann, Herrn Wärzelberger von der Elektronikwerkstatt, der Zentralwerkstatt und Herrn Viertel von der Glasbläserei für die Ausführung umfangreicher Arbeiten, die zum Aufbau des Experiments notwendig waren.
Ferner möchte ich Herrn Prof. Dr. B. Kronast und seinen Mitarbeitern von der Ruhr-Universität Bochum für die großzügige Bereitstellung einer CO_2-Verstärkerstufe danken.

Herrn Prof. Dr. G. Decker danke ich für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts und für die Übernahme des Korreferats.

Lebenslauf

Am 3.8.1951 wurde ich als zweites Kind des Ingenieurs Gustav Mann und seiner Ehefrau Julie, geb. Voogt, in Duisburg geboren.

Von 1958 bis 1962 besuchte ich die Evangelische Volksschule in Duisburg-Buchholz, anschließend das Städtische Mercator-Gymnasium.

Im Juni 1963 zogen wir nach Hilden um, wo ich das mathematisch-naturwissenschaftliche Helmholtz-Gymnasium besuchte. Hier legte ich im Juni 1970 meine Reifeprüfung ab.

Nach Ableistung des Grundwehrdienstes von Juli 1970 bis Oktober 1971 begann ich im WS 1971/72 das Physikstudium an der Universität Düsseldorf. Im Juni 1978 erwarb ich mein Diplom im Fach Physik.

Seit 1. Juli 1978 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Physikalischen Institut II der Universität Düsseldorf tätig, wo die vorliegende Arbeit unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch angefertigt wurde.

FOTODRUCK J. MAINZ – Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen